

GROUPE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

Etude expérimentale des réactions

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^0 \pi^+ \pi^-$$

entre 1,5 et 2,0 GeV/c

THÈSE

PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

RENÉ BRENZIKOFER

PHYSICIEN DIPLÔMÉ
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL



Digitized by the Internet Archive
in 2026

GROUPE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

Etude expérimentale des réactions

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^0$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^0 \pi^+ \pi^-$$

entre 1,5 et 2,0 GeV/c

THÈSE

PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

RENÉ BRENZIKOFER

PHYSICIEN DIPLÔMÉ
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL



à Anne - Sylvie,
à Fabrice
à Sarah

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Etude expérimentale des réactions $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp$,
 $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp \pi^0$, $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ entre 1,5 et
2,0 GeV/c.

de Monsieur René Brenzikofer

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

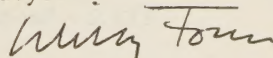
La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport des membres du jury,

MM. les professeurs E. Jeannet, J. Rossel
et M. Gailloud (Université de Lausanne)

autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer
d'opinion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 26 juin 1975

Le doyen :



Willy Form

TABLE DES MATIERES

	<u>Introduction</u>	1
I	<u>Caractéristiques de l'échantillon physique</u>	3
II	<u>Etude de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$</u>	7
II.1	Moment cinétique de l'état initial $\bar{p}p$	9
II.2	Production de résonances	10
	- Méthode du maximum de vraisemblance	10
	- Elément de matrice de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$	12
	- Normalisation des distributions	14
	- Taux de production des résonances	15
II.3	Quelques propriétés de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K^*K$	19
	- Modèle d'échange	19
	- Effet particulier à $t = -1.3 \text{ GeV}^2$	21
	- Etat de polarisation du $K^*(890)$	23
III	<u>Etude de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$</u>	28
III.1	Production de résonances	30

IV	Etude de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	37
IV.1	Effet au seuil de production $K_1^0 K_1^0$	40
	- Estimation de la section efficace de l'effet au seuil $K_1^0 K_1^0$	44
IV.2	Détermination des taux de production	47
	- Taux de production en fonction de l'énergie	52
Annexe:	<u>Sections efficaces des réactions étudiées</u>	55
A.1	Dépouillement, mesure et analyse cinématique	56
A.2	Mesure d'ionisation et sélection des hypothèses	57
A.3	Sections efficaces	59

I. CARACTERISTIQUES DE L'ECHANTILLON PHYSIQUE

Comme indiqué dans l'introduction, les événements utilisés ont été sélectionnés par différents laboratoires. Avant de procéder à un regroupement, nous avons vérifié la compatibilité des échantillons partiels. Pour chaque canal, nous avons comparé les histogrammes de certaines grandeurs, telles que la masse manquante des événements, la probabilité du χ^2 des ajustements, l'angle d'émission de certaines particules, etc. L'accord obtenu est bon.

La figure (I.1) montre les distributions globales du carré de la masse manquante (MM^2) pour les ajustements à quatre contraintes cinématiques (4c)

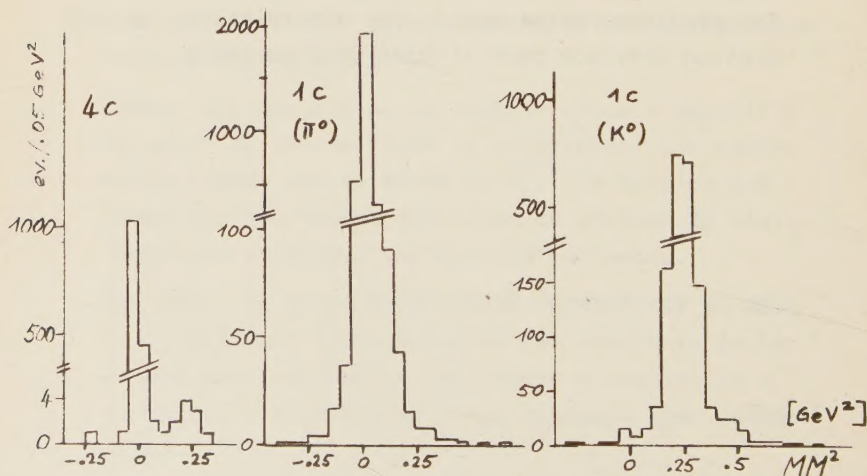
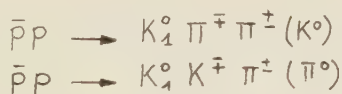


fig. I.1

et à une contrainte (1σ). Pour ce dernier cas, un kaon neutre (K^0) ou un pion neutre (π^0) a été reconstruit.

Tous les événements dont le carré de la masse manquante s'écarte de plus de 0.25 GeV^2 de la valeur théorique ainsi que ceux dont la probabilité du χ^2 est inférieure à 1.5% ont été éliminés. De plus, nous n'avons pas conservé les événements ambigus, attribués à plusieurs réactions.

Deux des réactions étudiées ici présentent parfois des difficultés au niveau de leur séparation (annexe A.2), il s'agit de

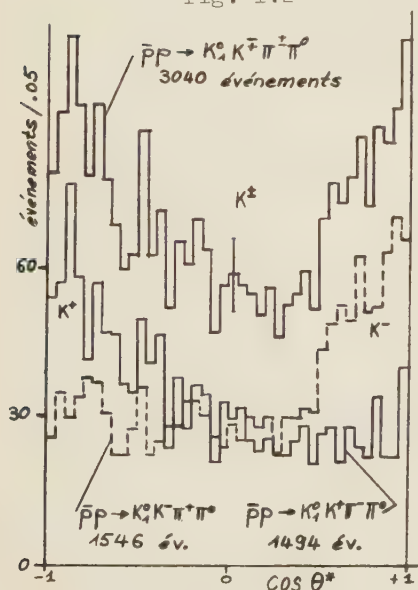


Si une telle ambiguïté était présente dans notre lot elle provoquerait un biais observable dans les distributions angulaires du K^+ et du K^- de la seconde réaction. La figure

(I.2) montre ces distributions calculées dans le centre de masse de la réaction. L'invariance sous l'opération de conjugaison de charge prédit qu'elles sont images symétriques l'une de l'autre; leur somme est donc symétrique par rapport à la valeur $\cos \theta^* = 0$. L'écart ne dépasse que rarement l'erreur statistique.

Les échantillons partiels peuvent alors être groupés et traités sans distinction entre eux.

fig. I.2

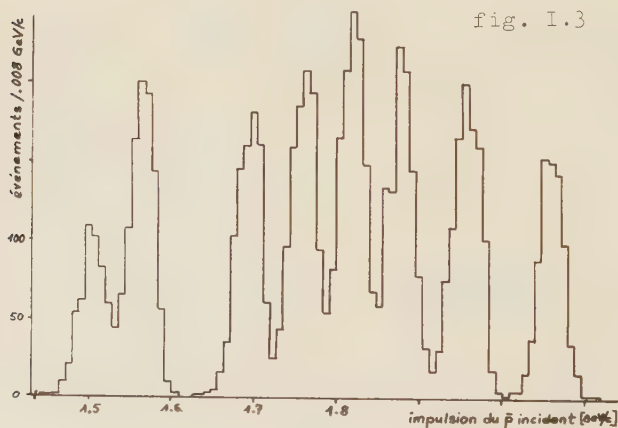


Le nombre d'événements attribués à chaque canal est indiqué dans le tableau (I.I).

TABLEAU I.I

Réaction $\bar{p}p \rightarrow$	$K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$	$K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$	$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	$K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$
Nbr. d'événements	966	3040	574	2005

La figure (I.3) montre la distribution de l'impulsion des antiprotons incidents.



L'impulsion moyenne de chacune des huit bandes de la fig. (I.3) ainsi que la fraction des événements trouvés dans chacune d'elles sont résumées dans le tableau (I.II). La valeur moyenne de l'impulsion incidente, calculée sur tout l'échantillon, est de 1.8 GeV/c.

TABLEAU I.II

Impulsion nominale GeV/c	Impulsion moyenne GeV/c	fraction des év. %
1.50	1.504	7.06
1.56	1.565	12.96
1.68	1.695	11.95
1.75	1.760	13.97
1.80	1.819	15.98
1.86	1.879	13.79
1.93	1.957	14.25
2.04	2.061	10.04

Remarquons que tout kaon neutre dont la désintégration en deux pions est visible est un K_1^0 (aussi noté K_S^0). En effet, dans nos conditions de détection (A.3), la probabilité qu'un K_2^0 se désintègre en deux pions chargés est d'environ 10^{-4} . D'autre part, le symbole (K^0) représente un kaon neutre dont la désintégration n'est pas observée. Il peut être du type K_1^0 ou K_2^0 .

II. ETUDE DE LA REACTION $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$

Les diagrammes de Dalitz et de Van Hove présentés sur la figure (II.1), donnent les caractéristiques essentielles de la réaction

$$(I) \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$$

Chaque point correspond à un événement. Dans le premier diagramme, les carrés des masses des combinaisons de deux particules sont reportés sur les axes. Le second, qui est un diagramme ternaire, s'obtient à partir de l'impulsion longitudinale de chaque particule dans le centre de masse de la réaction. Pour l'état final $K_1^0 K^- \pi^+$ (respectivement $K_1^0 K^+ \pi^-$), cette impulsion longitudinale est calculée par rapport à l'antiproton (respectivement le proton). La base de représentation utilisée est un système de trois axes formant des angles de 120° entre eux.

Trois caractéristiques principales apparaissent sur le diagramme de Dalitz:

- a) Une forte contribution de la résonance $K^*(890)$
- b) Une importante asymétrie entre les taux de production des K^* neutres et chargés
- c) Une variation marquée de la densité de points dans les bandes des masses correspondant au K^* neutre et au $K_N(1420)$.

Ces trois points seront discutés en détail dans les paragraphes suivants.

Quant au diagramme de Van Hove, il nous permet de constater que la réaction n'est pas "périphérique". Un tel mécanisme se traduirait, en effet, par une accumulation des points à la frontière du domaine physique du diagramme.

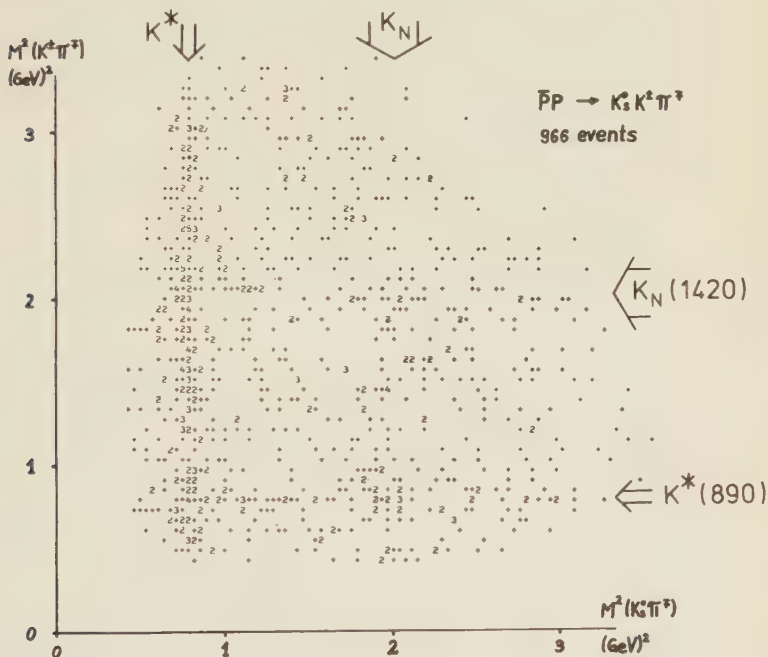
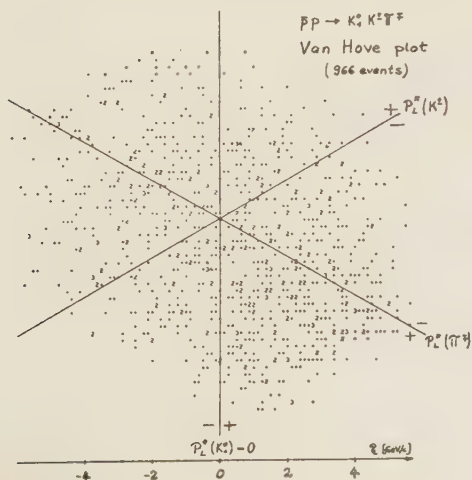


fig. II.1



II.1 Moment cinétique de l'état initial $\bar{p}p$

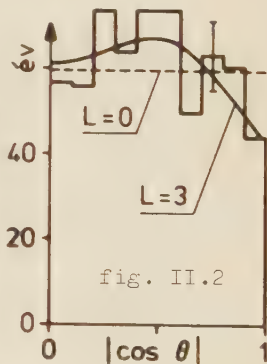
Pour un phénomène à trois corps dans l'état final, la distribution angulaire de la normale au plan de production ne dépend que du moment cinétique de l'état initial. Afin d'évaluer la valeur maximum de ce moment, nous avons comparé cette distribution au développement d'un polynôme de degré L en $\cos^2\theta$, de la forme:

$$f(\cos^2\theta) = \sum_{\ell=0}^L a_{\ell} \cos^{2\ell}\theta$$

θ représente l'angle formé par la normale au plan de production et la direction incidente. Un test de χ^2 a permis d'ajuster les coefficients a_{ℓ} . Le tableau (II.I) et la figure (II.2) résument les résultats obtenus.

Tableau II.I

L	χ^2	Nombre de classes	Niveau de confiance
0	17.1	10	9 %
1	12.5	10	25 %
2	10.3	10	40 %
3	9.7	10	46 %
4	9.7	10	46 %



Nous constatons que la distribution est compatible avec une constante ($L=0$), mais aussi que l'ajustement est amélioré lorsque L augmente. Une stabilisation intervient pour les valeurs $L=3$ et $L=4$. Nous pouvons en déduire qu'il est peu probable que l'annihilation en $K_1^0 K^+ \pi^-$ ait lieu dans le seul état S. Les ondes P, D et F contribuent également de manière significative.

II.2 Production de résonances

Au début de ce chapitre, nous avons déjà mentionné la production de plusieurs résonances dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^2 \pi^+$. Les spectres de masse des combinaisons de particules, présentés sur la figure (II.3), nous révèlent également l'importance des phénomènes résonnants. L'étude de leur taux de production, à l'aide de la méthode du maximum de vraisemblance, fait l'objet de ce paragraphe.

Méthode du maximum de vraisemblance

Rappelons en premier lieu le principe de la méthode.

Soit un échantillon d'événements physiques indépendants. Nous pouvons formuler a posteriori une probabilité de réalisation pour chacun des éléments de l'ensemble. Celle-ci contient plusieurs paramètres inconnus que nous cherchons à déterminer. La nature ayant créé cet échantillon, les valeurs des paramètres qui le décrivent au mieux sont celles qui rendent maximum la probabilité considérée.

Pour une réaction donnée, cette probabilité s'écrit à l'aide de l'élément de matrice de transition T_{fi} et du facteur d'espace de phase ϕ . Pour l'événement m , elle est donnée par la règle de Fermi:

$$P_m = \frac{2\pi}{h} |T_{fi}|_m^2 \phi_m$$

Si N événements indépendants sont produits, la probabilité de l'ensemble est proportionnelle au produit suivant:

$$(II.a) \quad P = \prod_{m=1}^N P_m \sim \prod_{m=1}^N |T_{fi}|_m^2 \phi_m$$

Dans le but de faciliter le calcul numérique nous utilisons une fonction logarithmique définie par:

$$F = -\log\left(\prod_{m=1}^N |\tau_{fi}|^2 \phi_m\right) = -\sum_{m=1}^N \log |\tau_{fi}|^2 - \sum_{m=1}^N \log \phi_m$$

A un maximum de la probabilité P correspond un minimum de la fonction F. Lors de la minimalisation, le terme $\sum \log \phi_m$ peut être supprimé, car il est constant.

Une fonction du type (II.a) est appelée "fonction de vraisemblance" alors que celle donnée par $-F$ est nommée "fonction de vraisemblance logarithmique" (11), (15).

Pour nos ajustements, la minimalisation est effectuée, à l'aide du programme MINUIT du CERN(5), par un ordinateur (CDC CYBER 7326).

La valeur des paramètres ajustés est donnée avec un intervalle d'incertitude, qui correspond à une variation d'une unité de la fonction de vraisemblance logarithmique.

Elément de matrice de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$

Plusieurs paramétrisations ont été utilisées pour décrire l'élément de matrice de la réaction

$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$. Nous en présentons deux.

Dans la première, les résonances K^* , K_N et A_2 ont été représentées par une somme incohérente de distributions de Breit-Wigner de la forme suivante:

$$(I.b) \quad BW_j = \frac{M_0^2 \Gamma_0^2}{(M_0^2 - M_j^2)^2 + M_0^2 \Gamma_0^2}$$

M_0 et Γ_0 sont la masse et la largeur de la résonance; j représente la combinaison de particules concernées et M_j sa masse. Si le fond non résonnant de la distribution est assimilé à l'espace de phase, l'élément de matrice est donné par l'expression

$$(II.c) \quad |T_{fi}|^2 = 1 + \sum_j f_j \left(\frac{BW_j}{N_j} - 1 \right)$$

N_j représente le facteur de normalisation de la distribution BW_j ; il sera explicité à la fin de ce paragraphe. La fraction du canal produisant la résonance j est notée f_j . Aucun effet d'interférence ne peut être décrit par la relation (II.c).

Dans la seconde description, l'introduction dans l'élément de matrice d'amplitudes complexes pour le $(K^*)^{\pm}$ et le $(K^*)^0$ permet un ajustement du terme d'interférence. La paramétrisation des K^* utilisée est, avec les notations de (II.b), un terme du type:

$$|T_{fi}^{K^*}|^2 = \left| a_1 \frac{M_0}{M_j - M_0 - i \frac{\Gamma_0}{2}} + (a_2 + i a_3) \frac{M'_0}{M'_j - M'_0 - i \frac{\Gamma'_0}{2}} \right|^2$$

Les variables affectées d'un prime se rapportent au K^* neutre et les autres au K^* chargé. En effectuant les opérations, nous obtenons:

$$|T_{fi}^{K^*}|^2 = a_1^2 B + (a_2^2 + a_3^2) B' + 2a_1 a_2 \frac{BB'}{M_0 M_0'} (\Delta \Delta' + \frac{\Gamma_0 \Gamma_0'}{4}) - 2a_1 a_3 \frac{BB'}{M_0 M_0'} (\Delta \frac{\Gamma_0'}{2} - \Delta' \frac{\Gamma_0}{2})$$

(II.d)

$$\text{où } B = \frac{M_0^2}{(M_0 - M_j)^2 + \frac{\Gamma_0^2}{4}} \quad \text{et} \quad \Delta = M_0 - M_j$$

Les variables à ajuster sont les taux de production des effets résonnants. Nous les définissons comme suit:

$$\begin{aligned} a_1^2 & : \text{ "proportion" de } (K^*)^\pm \\ a_2^2 + a_3^2 & : \text{ "proportion" de } (K^*)^0 \\ 2a_1 a_2 + 2a_1 a_3 & : \text{ "proportion" d'interférence } K^*-K^* \end{aligned}$$

Ceci implique que les facteurs restant dans les quatre termes de (II.d) soient normalisés par rapport à l'espace de phase (voir à la fin de ce paragraphe).

Si nous ajoutons au terme $|T_{fi}^{K^*}|^2$ normé une superposition incohérente de distributions de Breit-Wigner pour les résonances K_N et A_2 (relation II.b), nous obtenons finalement l'élément de matrice de transition suivant:

$$(II.e) \quad |T_{fi}|^2 = 1 - [a_1^2 + a_2^2 + a_3^2 + 2(a_2 + a_3)a_1] + |T_{fi}^{K^*}|^2 + \sum_j f_j \left(\frac{BW_j}{N_j} - 1 \right)$$

L'indice j représente successivement les résonances $K_N^\pm$, K_N^0 , A_2 .

Dans le paragraphe (II.3), nous présentons les résultats obtenus avec les deux types d'éléments de matrice, (II.c) et (II.e).

Normalisation des distributions

Les contributions de chaque résonance produite dans une réaction doivent être soustraites du fond non résonnant, assimilé à de l'espace de phase. Nous normons donc chaque distribution D_K par rapport à ce dernier. Cette norme est définie par la relation:

$$N_K = \frac{\int D_K d\phi}{\int d\phi}$$

où les intégrales portent sur tout l'espace de phase.

L'évaluation de N_K est faite à l'aide du programme FOWL du CERN(5) qui génère par un processus de récurrence un nombre choisi n d'événements pondérés, dont la distribution correspond à l'espace de phase. Chaque événement a un poids W_i . Le programme détermine la valeur asymptotique, en fonction de n , de la grandeur

$$(II.f) \quad N'_K = \frac{\sum_i^n (D_K)_i W_i}{\sum_i^n W_i}$$

Pour nos ajustements, nous nous sommes limités à la génération de 30 000 événements FOWL.

Remarquons que cette norme dépend de l'énergie du système $\bar{p}p$. Il est donc important de générer les événements avec un spectre des impulsions incidentes semblable à celui de l'échantillon physique (voir figure I.3). De plus, si les taux de production des différents phénomènes représentés varient en fonction de l'énergie, le spectre des impulsions doit être pondéré en proportion. Nous verrons que ces variations sont faibles pour les réactions étudiées.

Taux de production des résonances

La méthode du maximum de vraisemblance est appliquée à la détermination du taux de production des résonances. Les deux éléments de matrice définis par les relations (II.c) et (II.e) ont été utilisés. La fonction de vraisemblance pour N événements est donnée par

$$L = \prod_{m=1}^N |T_{fi}|_m^2 \phi_m$$

C'est au programme MINUIT qu'il incombe d'ajuster les proportions f_j et a_K en minimisant la fonction

$$F = - \sum_{m=1}^N \log |T_{fi}|_m^2$$

Le tableau (II.II) mentionne les réactions ajustées, les masses et les largeurs utilisées pour paramétriser les résonances. Les taux de production obtenus avec les éléments de matrice (II.e) et (II.c) sont également reportés dans ce tableau.

La principale différence entre les deux ajustements réside dans les taux de production de $(K^*)^0$ et $(K^*)^\pm$. Si la proportion globale de K^* n'est pratiquement pas influencée par l'introduction de l'interférence, le taux de production du $(K^*)^0$ est fortement réduit en faveur du terme d'interférence. Ce résultat est corroboré par l'étude qualitative du diagramme de Dalitz (fig.II.1) et du spectre de masse $K^\pm \pi^\mp$ (fig. II.3). En effet, le signal du $(K^*)^0$ est important dans ce dernier, alors qu'il est à peine visible hors des régions du $(K^*)^\pm$ et du $K_N^\pm$ sur la figure (II.1).

Tableau II.II

Réaction	Masse M_0 [GeV]	Largeur Γ_0 [GeV]	Proportion [%]	
			avec interférence	sans interférence
$\bar{p}p \rightarrow (K^*)^\pm K^\mp$ $\searrow$ $K_1^0 \pi^\pm$	.892	.040	30.7 ± 3.8	28.3 ± 3.9
$\bar{p}p \rightarrow (K^*)^0 K_1^0$ $\searrow$ $K^\pm \pi^\mp$	.898	.050	0.3 ± 0.2	7.2 ± 2.7
$\bar{p}p \rightarrow K^{*\pm} K^{*0}$ interférence	—	—	5.6 ± 2.5	—
$\bar{p}p \rightarrow K_N^\pm K^\mp$ $\searrow$ $K_1^0 \pi^\pm$	1.42	.10	7.8 ± 1.2	7.5 ± 3.8
$\bar{p}p \rightarrow K_N^0 K_1^0$ $\searrow$ $K^\pm \pi^\mp$	1.42	.10	2.2 ± 2.2	—
$\bar{p}p \rightarrow A_2^\pm \pi^\mp$ $\searrow$ $K_1^0 K^\pm$	1.31	.10	0.8 ± 1.0	5.3 ± 3.1
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$ espace de phase	—	—	52.6	51.7

Remarque I: Les masses et largeurs des résonances n'ont pas été ajustées mais leur valeur est choisie sur la base des spectres de masse (fig II.3).

Remarque II: Les proportions obtenues pour d'autres résonances ($g(1680)$...) sont compatibles avec zéro.

La figure (II.3) montre, en plus des histogrammes expérimentaux, les spectres de masse obtenus en générant des événements dont la dynamique est donnée par l'élément de matrice (II.e). Les paramètres ajustés sont ceux du tableau (II.II).

La qualité de l'ajustement nous est indiquée par les valeurs de χ^2/N calculées pour chaque spectre de masse. N représente le nombre de classes. Nous obtenons:

$$\chi^2/N = 13/36 \quad \text{pour le spectre } K_1^0 \pi^{\pm}$$

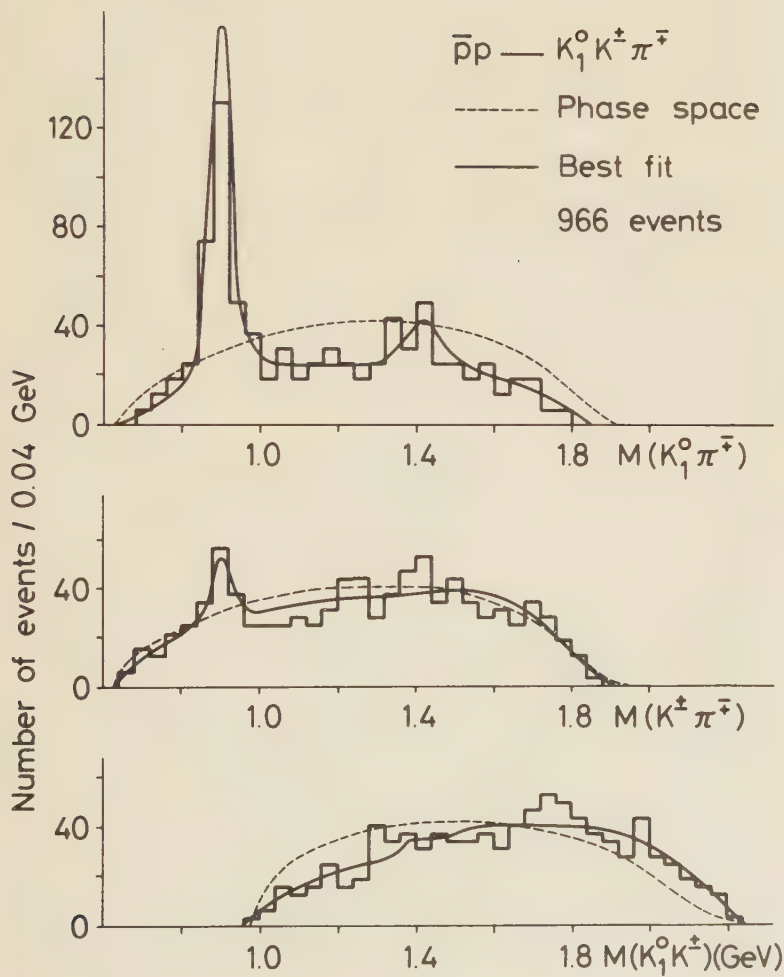
$$\chi^2/N = 17/36 \quad \text{pour le spectre } K^{\pm} \pi^{\mp}$$

$$\chi^2/N = 15/39 \quad \text{pour le spectre } K_1^0 K^{\pm}$$

Un ajustement a également été effectué en scindant notre échantillon en deux lots, en fonction de l'impulsion incidente. L'élément de matrice choisi pour ce calcul est celui de la relation (II.c). Pour les impulsions incidentes plus élevées, nous constatons une décroissance de la proportion de $(K^*)^0$, alors que la production des autres résonances ne varie pas de manière significative.

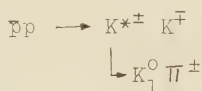
Il n'existe pas, à notre connaissance, de modèle permettant de prédire de manière satisfaisante le rapport des taux de production $(K^*)^{\pm} / (K^*)^0$. Pour des impulsions incidentes variant de 0.7 GeV/c à 2.4 GeV/c sa valeur croît, passant d'environ 1 à plus de 10.

fig. II.3



II.3 Quelques propriétés de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K^*K$

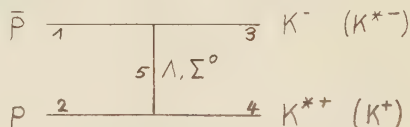
Une sélection des événements, dont la masse de la combinaison $K_1^0 \pi^\pm$ est comprise dans l'intervalle 0.89 ± 0.03 GeV, nous fournit un échantillon peuplé à près de 80 % par la réaction



Nous avons donc la possibilité d'étudier cette réaction particulière plus en détail.

Modèle d'échange

Considérons le modèle d'échange symbolisé par le diagramme suivant



La particule échangée est nécessairement un hypéron neutre. La dynamique d'un tel mécanisme est décrite par un propagateur M_{fi} ; la section efficace de la réaction varie alors proportionnellement à $|M_{fi}|^2$.

Définissons le transfert par la relation :

$$(II.5) \quad t = (E_3 - E_1)^2 - (\vec{p}_3 - \vec{p}_1)^2$$

où E_i et $\vec{p}_i$ sont l'énergie et l'impulsion de la particule i . Le propagateur décrivant l'échange d'un lambda est donné par :

$$M_{fi} \left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{t - m_\lambda^2} & \text{si } t_{\min} < t < t_{\max} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{array} \right.$$

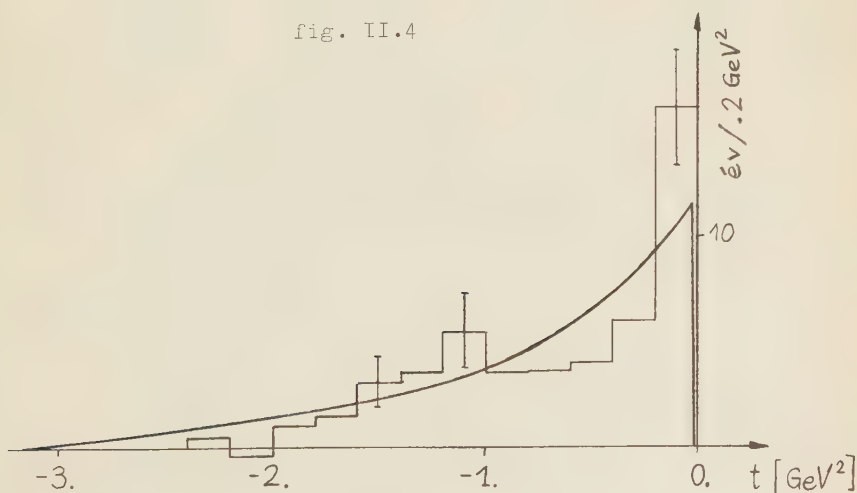
$t_{\min}$ et $t_{\max}$ sont les valeurs extrêmes du transfert.
Celui-ci peut s'écrire:

$$t = m_1^2 + m_3^2 - 2E_1E_3 + 2p_1p_3 \cos \theta_{13}^*$$

où θ_{13}^* représente l'angle formé par les particules 1 et 3, dans le centre de masse du système. Pour une énergie totale fixée, $t_{\min}$ et $t_{\max}$ correspondent respectivement à $\cos \theta_{13}^* = -1$ et $\cos \theta_{13}^* = +1$.

La figure (II.4) montre l'histogramme expérimental obtenu après soustraction du fond non résonnant, ainsi que la prédiction du modèle d'échange d'un lambda. L'accord est bon, la valeur du χ^2 s'élève à 10.2 pour 11 degrés de liberté.

fig. II.4

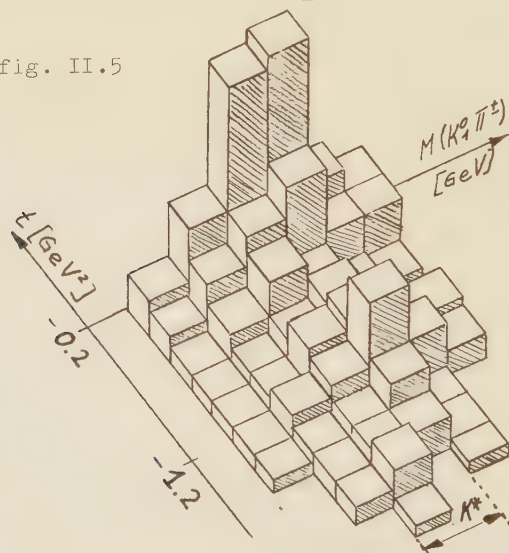


Effet particulier à $t = -1.3 \text{ GeV}^2$

Le modèle d'échange d'un lambda, bien qu'il soit compatible avec la distribution expérimentale, n'explique cependant pas l'excédent d'événements apparaissant à $t = -1.3 \pm 0.3 \text{ GeV}^2$. Remarquons que les échantillons provenant des quatre groupes de la collaboration présentent un même phénomène. Celui-ci se manifeste pour chacune de nos huit impulsions incidentes.

Le caractère particulier de cet effet apparaît dans l'histogramme de la figure (II.5), qui représente le nombre d'événements en fonction du transfert et de la masse de la combinaison $K_1^0 \pi^\pm$.

fig. II.5



Nous constatons que l'effet observé à $t = -1.3 \text{ GeV}^2$ ne se manifeste que dans la moitié supérieure de la bande de masse du K^* .

Dans la sélection B, nous constatons que le signal attribué au $K^*(890)$ est décalé de 30 MeV vers les masses supérieures.



L'état de polarisation d'une particule ou d'une résonance douée de spin est caractérisé par la matrice densité ρ . La détermination, même partielle, du développement multipolaire de cette matrice a plusieurs avantages par rapport à l'étude de ses éléments ρ_{ij} . En effet, les paramètres intervenant dans le développement permettent, entre autres, une représentation graphique (tri-dimensionnelle dans le cas d'un spin 1). De plus, les points représentant un état de polarisation doivent se trouver à l'intérieur d'un domaine convexe, indépendant de la base de quantification du spin (16). Ce volume est une généralisation de la sphère de polarisation que l'on introduit pour le cas du spin $1/2$.

La méthode, valable pour tous les spins, est proposée par le groupe de L. Michel et exposée dans les références (16) et (17). Nous en résumons ici les principaux points.

La matrice ρ est développée dans une base orthonormée de matrices Q_M^L à trace nulle, définies par les relations:

$$Q_0^L = \sqrt{\frac{2L+1}{2J}} T_0^L \quad L = 0, \dots, 2J$$

$$0 \leq M \leq L \left\{ \begin{array}{ll} Q_M^L = (-1)^M \sqrt{\frac{2L+1}{2J}} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(T_M^L + (-1)^M T_{-M}^L \right) \\ Q_{-M}^L = (-1)^M \sqrt{\frac{2L+1}{2J}} \frac{-i}{\sqrt{2}} \left(T_M^L - (-1)^M T_{-M}^L \right) \end{array} \right.$$

J représente le spin. Les opérateurs tensoriels T_M^L sont définis comme suit, à l'aide des symboles $3j$:

$$(T_M^L)^m_n = \sqrt{2J+1} \begin{pmatrix} m & L & J \\ J & M & n \end{pmatrix}$$

Les développements de la matrice ϱ dans les bases T_M^L ou Q_M^L s'écrivent alors:

$$(II.h) \quad \varrho = \sum_{L=0}^{2J} \sum_{M=-L}^L \frac{2L+1}{2J+1} t_M^L {}^* T_M^L$$

$$(II.i) \quad \varrho = \frac{1}{2J+1} + \frac{2J}{2J+1} \sum_{L=1}^{2J} \sum_{M=-L}^L r_M^L Q_M^L$$

Les coefficients t_M^L et r_M^L sont appelés les paramètres du développement multipolaire. Les premiers sont complexes et liés par la relation

$$t_M^{L*} = (-1)^M t_{-M}^L$$

alors que les seconds sont réels et indépendants.

Les matrices Q_M^L , ainsi que les composantes r_M^L , sont une généralisation à toutes les valeurs de spin des matrices de Pauli et du vecteur de polarisation $\vec{P}$. Pour un spin $1/2$ la matrice ϱ est donnée par:

$$\varrho = \frac{1}{2} + \vec{G} \cdot \vec{P}$$

Les coefficients r_M^L et t_M^L sont liés par les relations

$$(II.k) \quad r_0^L = \sqrt{\frac{2L+1}{2J}} t_0^L$$

$$0 < M \leq L \quad \begin{cases} r_M^L = (-1)^M \sqrt{\frac{2(2L+1)}{2J}} \operatorname{Re} t_M^L \\ r_{-M}^L = (-1)^M \sqrt{\frac{2(2L+1)}{2J}} \operatorname{Im} t_M^L \end{cases}$$

La matrice densité ϱ_0 d'un état totalement non polarisé est donnée par l'expression

$$\varrho_0 = \frac{1}{2J+1}$$

Dans cette situation, les paramètres r_M^L sont donc tous nuls. Le degré de polarisation d_ϱ d'un état est défini par:

$$(II.1) \quad d_\varrho = \left[\frac{2J+1}{2J} \text{Tr}(\varrho - \varrho_0)^2 \right]^{1/2} = \left[\sum_{L=1}^{2J} \sum_{M=-L}^L (r_M^L)^2 \right]^{1/2}$$

Il est compris entre 0 et 1.

Dans le cas de la désintégration du $(K^*)^\pm$, dont le spin est 1, huit paramètres r_M^L sont à déterminer. Mais plusieurs d'entre eux sont nuls. En particulier, dans la base de transversité de voie s (fig. II.8), la conservation de la parité implique que (17):

$$r_1^2 = r_{-1}^2 = r_1^1 = r_{-1}^1 = 0$$

Quatre paramètres non nuls restent donc à déterminer par l'expérience. Cependant l'un d'eux, r_0^1 , est inaccessible par l'étude de la désintégration; il porte le nom de "paramètre fantôme".

fig. II.8

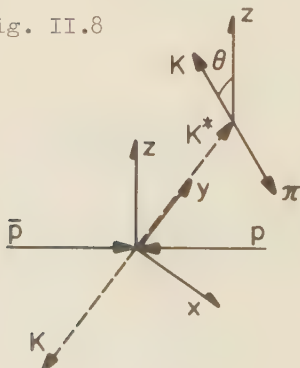
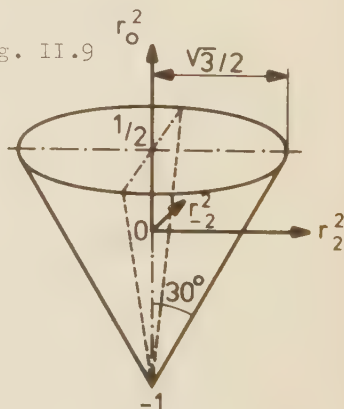
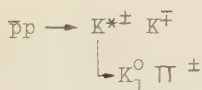


fig. II.9



Les trois composantes mesurables et non nulles restantes (r_{-2}^2 , r_0^2 , r_2^2), permettent de représenter l'état de polarisation dans un système à trois dimensions. On peut montrer (16) que la condition de positivité de la matrice ρ délimite une région physique pour les points représentatifs. Pour un spin 1, ce volume, appelé "domaine de polarisation", est un cône de révolution (fig. II.9).

Appliquons cette méthode à notre échantillon de réactions



obtenu par sélection des événements satisfaisant l'inégalité:

$$0.86 \leq M(K_1^0 \pi^{\pm}) \leq 0.92 \text{ GeV}$$

La distribution angulaire des K_1^0 dans la base de transversité de voie s (fig. II.10) peut être décrite par l'expression

$$W(\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} - \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \sum_{M=-2}^2 t_M^2 Y_M^2(\theta, \varphi)$$

où $Y_M^L(\theta, \varphi)$ représente une fonction harmonique sphérique.

Les paramètres mesurables sont donnés par les moments $\langle Y_M^L \rangle$:

$$(II.m) \quad t_M^2 = -\sqrt{2\pi} \langle Y_M^2 \rangle = -\sqrt{2\pi} \int W(\theta, \varphi) Y_M^2(\theta, \varphi) d(\cos\theta) d\varphi$$

Les composantes r_M^L non nulles, calculées à l'aide des relations (II.k) et (II.m) prennent les valeurs suivantes pour notre échantillon:

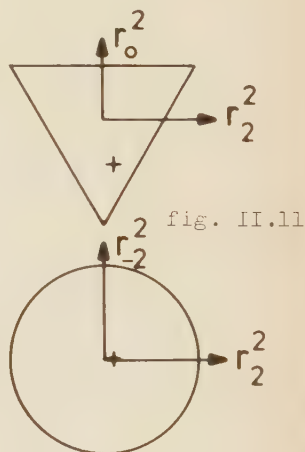
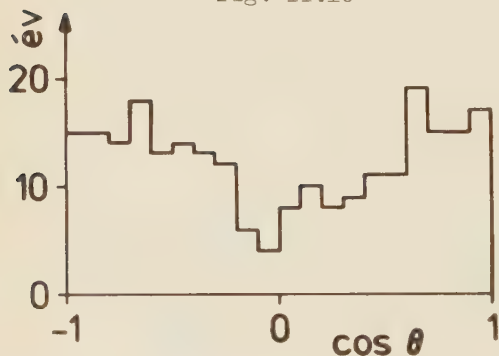
$$r_0^2 = \sqrt{\frac{5}{2}} t_0^2 = -0.36 \pm 0.07$$

$$r_2^2 = \sqrt{5} \operatorname{Re} t_2^2 = -0.10 \pm 0.07$$

$$r_{-2}^2 = \sqrt{5} \operatorname{Im} t_2^2 = -0.02 \pm 0.07$$

Pour les valeurs indiquées, une contribution du fond non résonnant mais légèrement polarisé a été soustraite. L'estimation de cette correction est obtenue par une détermination des r_M^L pour les événements situés hors de la bande du $K^*(890)$.

fig. II.10



La figure (II.11) montre le point représentatif dans deux projections du domaine de polarisation.

La limite inférieure du degré de polarisation est alors calculée à l'aide de la relation (II.1).

$$d_p = \left[\sum_{L,M} (r_M^L)^2 \right]^{1/2} \geq \left[\sum_{M=-2}^2 (r_M^2)^2 \right]^{1/2}$$

Pour notre échantillon nous obtenons

$$d_p \geq 37.5 \pm 7.0 \%$$

III. ETUDE DE LA REACTION $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$

En guise d'introduction à l'étude de la réaction

$$(II) \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$$

nous présentons deux diagrammes de Goldhaber (fig. III.1). A chaque événement correspond un point dont les coordonnées sont les masses de deux combinaisons de particules disjointes.

Dans le premier diagramme apparaît une structure en croix pour les masses correspondant aux deux $K^*(890)$ chargés. Le second montre l'effet du $\varrho(770)$ dans la combinaison $\pi^\pm \pi^0$.

L'étude de la production de ces résonances, ainsi que de celles dont le signal n'est pas visible sur ces diagrammes, fait l'objet de ce chapitre.



Diagrammes de
Goldhaber
2948 événements

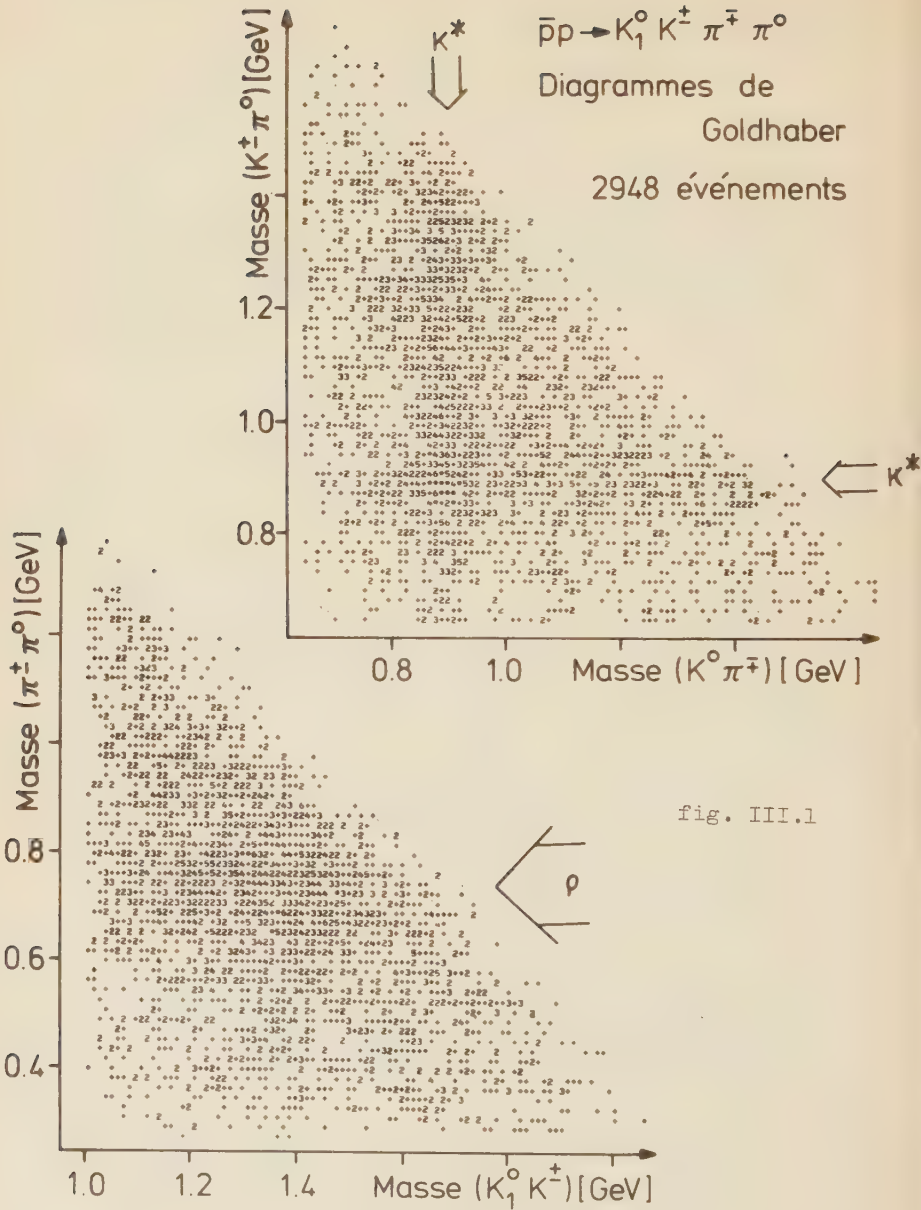


fig. III.1

III.1 Production de résonances

La méthode du maximum de vraisemblance est à nouveau appliquée pour déterminer les taux de production des différentes résonances (voir chap. II.2). La sélection des réactions introduites dans l'ajustement est basée sur l'étude qualitative des spectres de masse expérimentaux, reproduits sur les figures (III.2) et (III.3). Les canaux retenus sont mentionnés dans le tableau (III.I). Les phénomènes résonnants sont paramétrisés par une superposition incohérente de distributions de Breit-Wigner. La forme proposée par J.D. Jackson (19) est utilisée pour représenter le $\rho(770)$; elle correspond à la relation:

$$(III.a) \quad BW_j = \frac{M \Gamma_0 \left(\frac{p_{ij}}{p_0} \right)^{2j+1}}{p_{ij} \left[(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma_0^2 \left(\frac{p_{ij}^2}{p_0^2} \right)^{2j+1} \right]}$$

M est la masse de la combinaison des particules i et j, alors que M_0 est celle de la résonance considérée, de spin J et de largeur Γ_0 . p_{ij} représente l'impulsion des particules i ou j dans leur centre de masse. Lorsque M coïncide avec M_0 , p_{ij} prend la valeur p_0 .

Les autres résonances sont toutes paramétrisées par des distributions de Breit-Wigner simples, données par (II.b):

$$BW_K = \frac{M_0^2 \Gamma_0^2}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma_0^2}$$

Le fond non résonnant du canal $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ est assimilé à l'espace de phase de sorte que l'élément de matrice peut s'écrire

$$(III.b) \quad |T_{fi}|^2 = 1 + \sum_{k=1}^n f_k \left(\frac{BW_k}{N_k} - 1 \right)$$

Dans cette relation, n est le nombre de résonances produites, f_k leur taux de production et N_k la norme de la distribution BW_k .

Deux ajustements des proportions f_k ont été réalisés. Le premier englobe tous les événements, ce qui signifie que le domaine d'impulsion des antiprotons incidents s'étend de 1.45 à 2.10 GeV/c. Le second a été effectué en fonction des huit bandes d'impulsions incidentes.

Le tableau (III.I) présente les taux de production obtenus par l'ajustement global.

Notons que la résonance $K_N(1420)$ se désintègre également en $K^*\pi$ (rapport de branchement: 29.5 %) et $K\varrho$ (9.2 %). Nous n'avons pas ajusté ces canaux pour lesquels le taux de production est inférieur à 1 %.

De plus, la production simultanée de plusieurs résonances est possible dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$.

L'introduction dans notre ajustement des combinaisons $K^* K^*$ et $A_2 \varrho$ montre cependant que leurs proportions sont compatibles avec zéro.

Tableau III.I

Réaction	Masse M_0 [GeV]	largeur Γ_0 [GeV]	Proportion [%]
$\bar{p}p \rightarrow K^* K \bar{\pi}$			
$\quad \downarrow_{K_1^0 \bar{\pi}^\pm}$	.894	.038	20.6 ± 1.3
$\quad \downarrow_{K^\pm \bar{\pi}^\mp}$	.891	.040	8.0 ± 1.2
$\quad \downarrow_{K_1^0 \bar{\pi}^0}$	.894	.050	8.0 ± 1.3
$\quad \downarrow_{K^\pm \bar{\pi}^0}$	.896	.042	10.3 ± 1.5
$\bar{p}p \rightarrow K_N K \bar{\pi}$			
$\quad \downarrow_{K_1^0 \bar{\pi}^\pm}$	1.42	.10	1.1 ± 0.9
$\quad \downarrow_{K^\pm \bar{\pi}^\mp}$	1.42	.10	2.0 ± 1.1
$\quad \downarrow_{K_1^0 \bar{\pi}^0}$	1.42	.10	0.7 ± 0.9
$\quad \downarrow_{K^\pm \bar{\pi}^0}$	1.42	.10	3.3 ± 1.2
$\bar{p}p \rightarrow \rho^\pm K_1^0 K^\mp$			
$\quad \downarrow_{\bar{\pi}^\pm \bar{\pi}^0}$	.75	.16	23.4 ± 1.5
$\bar{p}p \rightarrow A_2^\pm \bar{\pi}^\mp \bar{\pi}^0$			
$\quad \downarrow_{K_1^0 K^\pm}$	1.31	.10	3.4 ± 1.8
$\bar{p}p \rightarrow \phi^\pm K^\mp$			
$\quad \downarrow_{K_1^0 \bar{\pi}^\pm \bar{\pi}^0}$	1.24	.13	2.9 ± 1.2
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \bar{\pi}^\mp \bar{\pi}^0$			
espace de phase	—	—	16.3

voir remarques page 16

Les spectres de masse, obtenus en générant des événements FOWL dans les proportions indiquées dans le tableau (III.I), sont superposés aux distributions expérimentales des figures (III.2) et (III.3). Pour chaque histogramme, le tableau (III.II) indique la valeur du χ^2/N de l'ajustement.

Tableau III.II

Combinaison	χ^2	N
$K_{\perp}^0 K^{\pm}$	82	66
$K_{\perp}^0 \pi^{\pm}$	67	58
$K^{\pm} \pi^{\mp}$	62	58
$K_{\perp}^0 \pi^0$	44	58
$K^{\pm} \pi^0$	103	58
$\pi^{\pm} \pi^0$	77	57
$K_{\perp}^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$	72	58
$K_{\perp}^0 K^{\pm} \pi^0$	93	58
$K_{\perp}^0 \pi^{\pm} \pi^0$	78	61
$K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$	89	61

N = nombre de classes

Dans notre second ajustement, effectué en fonction des impulsions incidentes, nous avons utilisé les éléments de matrice de l'analyse précédente. Les normes sont calculées pour chaque impulsion incidente. La statistique des événements étant fortement réduite, la production de $K_N(1420)$ a été négligée.

Les canaux retenus, ainsi que les taux de production obtenus pour chacune des impulsions nominales des antiprotons, sont mentionnés dans le tableau (III.III).

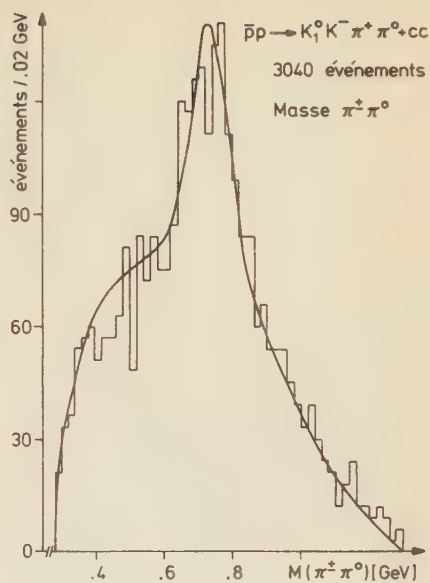
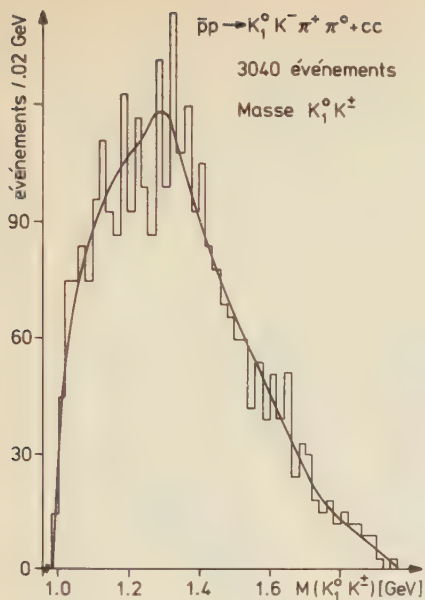
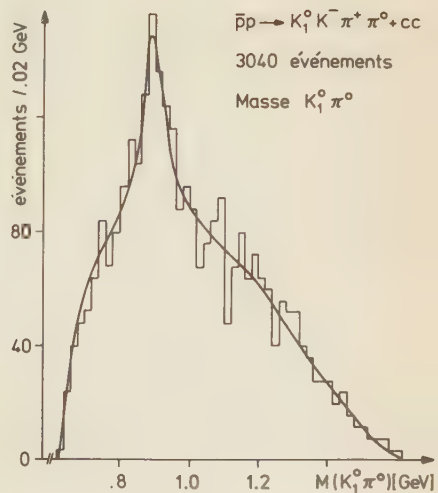
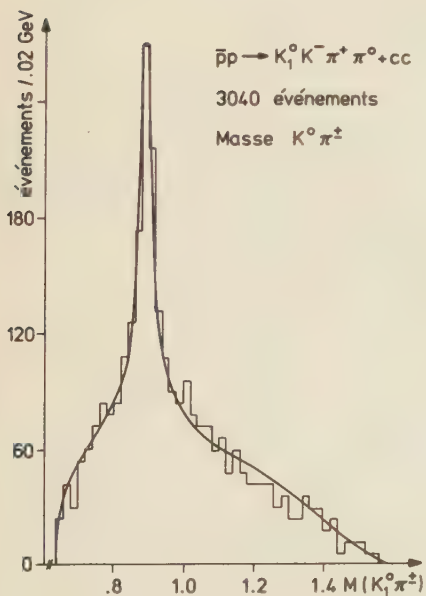


fig. III.2



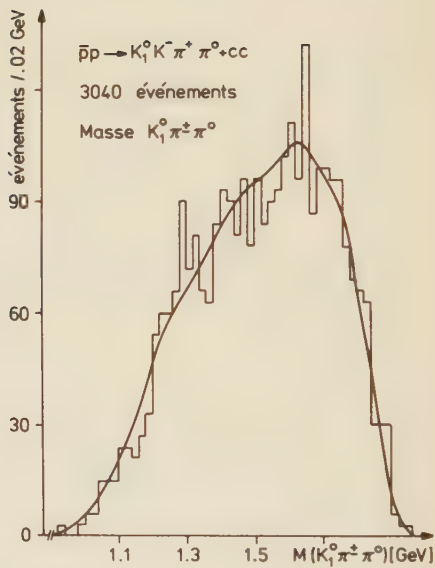
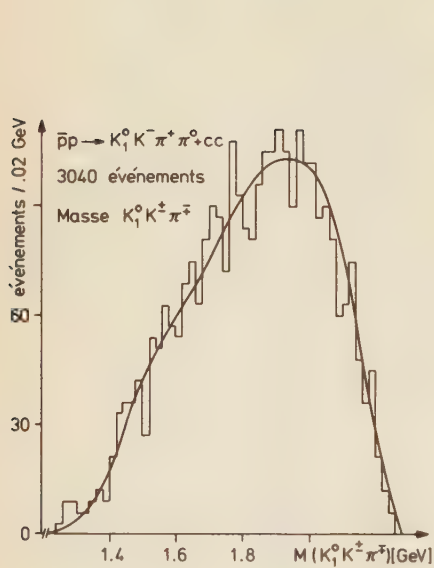


fig. III.3

Les masses et les largeurs des résonances sont celles du tableau (III.I).

Nous remarquons que les taux de production des différentes réactions ne varient pas de manière significative.

Tableau III.III

Taux de production des résonances[%] en fonction de l'impulsion des antiprotons incidents [GeV/c]								
Impulsion nominale	1.50	1.56	1.68	1.75	1.80	1.86	1.93	2.04
$\bar{p}p \rightarrow K^* K^{\mp} \pi^0$	22.5	19.5	21.0	22.0	21.9	20.7	25.4	18.5
$\searrow K_1^0 \pi^{\pm}$	± 6.2	± 4.6	± 4.8	± 3.6	± 3.7	± 4.1	± 4.4	± 4.0
$\bar{p}p \rightarrow K^* K^{\mp} \pi^{\pm}$	14.0	4.8	8.5	4.9	6.8	12.1	3.1	7.5
$\searrow K_1^0 \pi^0$	± 6.4	± 3.0	± 3.5	± 3.2	± 2.7	± 3.6	± 2.3	± 3.2
$\bar{p}p \rightarrow K^* K_1^0 \pi^0$	6.5	3.6	11.0	9.9	6.0	11.9	3.4	9.8
$\searrow K^{\pm} \pi^{\mp}$	± 4.8	± 3.3	± 5.0	± 3.4	± 3.1	± 3.4	± 3.5	± 4.3
$\bar{p}p \rightarrow K^* K_1^0 \pi^{\mp}$	12.5	5.3	10.2	17.6	8.8	16.6	6.0	10.9
$\searrow K^{\pm} \pi^0$	± 6.3	± 2.9	± 2.6	± 3.9	± 2.8	± 3.9	± 2.9	± 4.0
$\bar{p}p \rightarrow \varrho K_1^0 K^{\mp}$	9.9	20.8	23.6	24.4	23.9	19.7	22.3	25.9
$\searrow \pi^{\pm} \pi^0$	± 7.0	± 5.0	± 5.4	± 4.8	± 4.6	± 5.0	± 5.2	± 6.1
$\bar{p}p \rightarrow A_2 \pi^{\pm} \pi^0$	15.4	5.6	6.8	0.8	1.4	0.	9.0	0.
$\searrow K_1^0 K^{\mp}$	± 10.4	± 5.6	± 6.3	± 2.5	± 4.4	± 0.2	± 5.4	± 0.2
$\bar{p}p \rightarrow C K^{\mp}$	6.5	0.8	2.8	0.9	2.8	2.6	6.2	2.5
$\searrow K_1^0 \pi^{\pm} \pi^0$	± 2.4	± 4.0	± 4.1	± 2.2	± 2.8	± 3.9	± 3.9	± 2.6

IV. ETUDE DE LA REACTION $\bar{p}p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$

Les événements attribués à cette réaction apparaissent dans deux configurations, selon que l'on observe un ou deux V^0 dans la chambre à bulles. Si deux V^0 sont visibles, nous avons affaire au canal

$$(III) \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$$

Lorsque l'un des K^0 manque, le programme GRIND (5) le reconstruit; il peut être du type K_1^0 ou K_2^0 . La réaction observée est alors notée

$$(IV) \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$$

Dans l'échantillon des réactions (IV), il n'est pas possible de séparer les événements de la réaction (III) de ceux du canal

$$(IV') \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$$

L'état final $K_2^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ n'est pas présent dans notre échantillon (voir chapitre I).

Rappelons que les états de désintégration du kaon neutre sont états propres de l'opérateur CP et répondent aux définitions ci-dessous:

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{valeur propre de CP: } +1$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{valeur propre de CP: } -1$$

Nous négligeons la faible violation de CP.

Les effets dus à la différence entre les états finals

$$K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- \quad \text{et} \quad K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$$

sont révélés par l'histogramme obtenu en soustrayant, classe par classe, les spectres de masse normés des échantillons (IV) et (III).

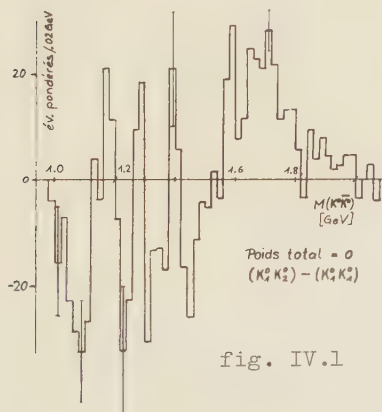


fig. IV.1

La figure (IV.1) montre un tel histogramme dessiné en fonction de la masse de la combinaison $K^0 \bar{K}^0$. Un signal positif est dû à un surplus de $K_1^0 K_2^0$, un signal négatif provient d'un excédent de $K_1^0 K_1^0$. Les

fluctuations statistiques sont importantes mais deux

signaux significatifs s'en dégagent. L'un, négatif, est interprété par un "effet au seuil de production $K_1^0 K_1^0$ " et sera traité au paragraphe (IV.1). L'autre, positif, est attribué à la désintégration de la résonance $g(1680)$ selon le canal

$$g^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0$$

L'invariance sous les opérateurs C et P permet en effet les désintégrations

$$g^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0 \quad \text{et} \quad g^\pm \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^\pm$$

alors que l'état final $K_1^0 K_1^0$ est interdit. Cette interprétation est corroborée par l'observation d'un signal négatif pour la masse $M(K_1^0 K_1^0 \pi^\pm) = 1.68 \text{ GeV}$. Le nombre d'événements à attribuer aux réactions

$$\bar{p}p \rightarrow g^0 \pi^+ \pi^- \text{ et } \bar{p}p \rightarrow g^\pm \pi^\mp$$

sera déterminé au paragraphe (IV.2).

IV.1 Effet au seuil de production $K_1^0 K_1^0$

Pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$, le spectre de masse de la combinaison $K\bar{K}$ présente un important effet au seuil de production (fig.IV.4). Une structure identique est également observée dans les réactions

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 m\pi \quad (m \geq 1) \quad (\text{réf: } 2,7,9,10,11,14,26)$$

$$\pi^- p \rightarrow K_1^0 K_1^0 n \quad (\text{réf: } 14)$$

Mais aucun signal de ce type n'est décelé dans l'annihilation

(fig. IV.1 et IV.5)

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$$

(réf: 14,7,9)

Or, les systèmes $K_1^0 K_1^0$ et $K_2^0 K_1^0$ ont des valeurs propres de CP données par :

$$K_1^0 K_1^0 \quad cp = (-1)^L = 1 \quad L \text{ pair}$$

$$K_2^0 K_1^0 \quad cp = (-1)^{L+1} = 1 \quad L \text{ impair}$$

L'absence de structure au seuil de production $K_1^0 K_2^0$ suggère que le système $K_1^0 K_1^0$ est seul responsable de l'effet observé. Etant donné la faible énergie dont dispose la combinaison $K\bar{K}$, nous admettons que l'état S domine.

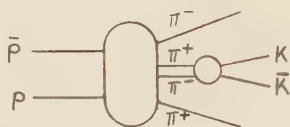
D'autre part, une structure au seuil $K\bar{K}$ est également observée dans l'état pur d'isospin $I = 1$ ($K_1^0 K^\pm$), mais cela seulement dans les réactions où sont

produites les résonances D(1285) et E(1420). L'effet s'explique alors par la production de la résonance $\delta(975)$, issue de la désintégration de celles-ci (réf: 2,10,14). En particulier, ces résonances étant absentes dans l'annihilation $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ (chap. III), aucune structure n'apparaît au seuil de production $K\bar{K}$. Notons que le D^0 et le E^0 ne peuvent être produits dans l'état final $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$. Par conséquent, nous pouvons admettre que l'effet observé dans la combinaison $K\bar{K}$ de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ est un état pur d'isospin $I = 0$, produit dans l'état S.

Nous présentons ici une interprétation phénoménologique de l'effet au seuil $K_1^0 K_1^0$. Elle est basée sur la diffusion $\pi\pi$ dans l'état final de la réaction

$$(V) \quad \bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+$$

Le mécanisme proposé est symbolisé par le diagramme suivant



Rappelons que la diffusion $\pi\pi$ est caractérisée par une forte inélasticité de l'onde S (isospin nul) au seuil de production $K\bar{K}$ (13,23). Cette particularité est certainement due à l'ouverture du canal

$$(VI) \quad \pi^+ \pi^- \rightarrow K \bar{K}$$

Il est intéressant de noter que seule l'onde S présente une inélasticité importante à cette énergie. Par conséquent la transition $\pi^+\pi^- \rightarrow K_1^0 K_2^0$ est interdite.

De l'étude de la diffusion $\pi\pi$ menée par B. Hyams et al. (23), nous extrayons les valeurs du paramètre d'élasticité η_0 ($I = 0$) présentées sur la figure (IV.2). Nous admettons que pour des masses comprises entre 0.95 et 1.25 GeV, l'inélasticité observée est due à la seule réaction (VI) comprenant les états finals $K_1^0 K_1^0$, $K_2^0 K_2^0$, $K^+ K^-$. Par conséquent, sa section efficace est donnée par l'expression:

$$\sigma_R = \frac{4\pi}{q^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) (1 - \eta_{\ell}^2)$$

où q représente l'impulsion des pions dans leur centre de masse. Un seul terme subsiste dans cette somme car nous pouvons faire l'approximation $\eta_{\ell} = 1$ pour $\ell \neq 0$. La section efficace de la réaction $\pi^+\pi^- \rightarrow K\bar{K}$ devient alors:

$$(IV. a) \quad \sigma_R = \frac{4\pi}{q^2} (1 - \eta_0^2)$$

Les quatre combinaisons $\pi^+\pi^-$ produites dans l'annihilation $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^- 2\pi^+$ ne participent pas toutes à la réaction $\pi^+\pi^- \rightarrow K\bar{K}$. En effet, les études faites par d'autres groupes (24,25) montrent que la production de $\rho^0(770)$ et $f(1270)$ est importante à notre énergie. Or ces résonances sont douées de spin 1 et 2 respectivement, alors que la réaction qui nous intéresse est produite dans l'état S. Nous appellerons "pions libres" les pions qui ne sont issus ni d'un ρ^0 ni d'un f . Ils sont supposés être distribués selon l'espace de phase ϕ de la réaction $\bar{p}p \rightarrow 4\pi$.

Nous sommes alors à même de calculer la forme du spectre de masse de la combinaison $K\bar{K}$ produite dans la double transition:

$$(\text{VII}) \quad \bar{p}p \rightarrow (\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+) \rightarrow K\bar{K}\pi^+\pi^-$$

Si N est le nombre d'événements et A une constante de normalisation, la distribution cherchée est donnée par une expression du type:

$$(\text{IV.b}) \quad \frac{dN}{dM_{K\bar{K}}} = A \frac{1-\eta_o^2}{q^2} \frac{d\Phi'}{dM_{\pi\pi}}$$

La figure (IV.3) montre la distribution obtenue.

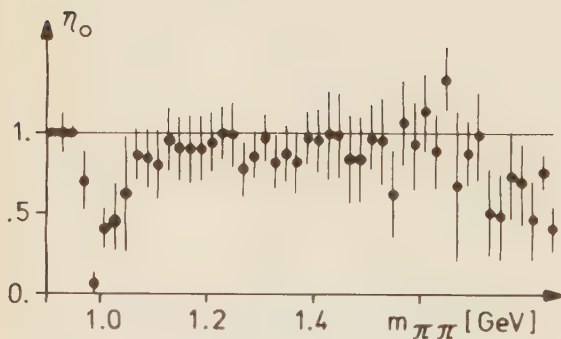


fig. IV.2

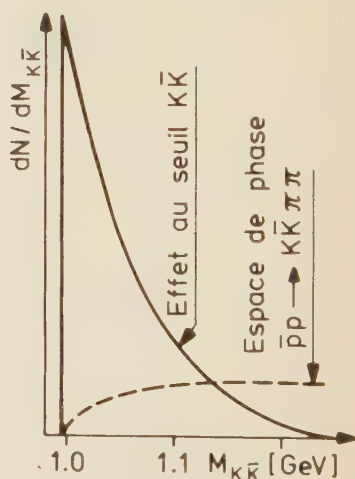


fig. IV.3

Estimation de la section efficace de

l'effet au seuil $K_1^0 K_1^0$

Dans le paragraphe suivant nous déterminerons la valeur expérimentale de la section efficace de cet effet par la méthode du maximum de vraisemblance. Une prédiction de cette valeur peut cependant être faite indépendamment des événements dont nous disposons. Dans ce but nous comparons, en fonction de l'énergie du système $\pi^+\pi^-$ la section efficace σ_R de la réaction $\pi^+\pi^- \rightarrow K\bar{K}$ à la section efficace élastique $\pi^+\pi^-$, notée $\sigma_{tot} - \sigma_R$. A l'aide du théorème optique, σ_{tot} peut s'écrire:

$$(IV.c) \quad \sigma_{tot} = \frac{2\pi}{q^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) (1 - \eta_{\ell} \cos 2\delta_{\ell})$$

Les notations sont celles déjà utilisées pour la relation (IV.a). Dans cette expression nous limitons la somme aux trois premiers termes.

D'autre part, nous dénombrons le nombre N_i de paires de pions $\pi^+\pi^-$ "libres" dans chacun des canaux suivants, pour lesquels la section efficace sera notée σ_i :

$$\begin{aligned} \bar{p}p &\longrightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\pi^+ && (\text{non corrélés}) \\ \bar{p}p &\longrightarrow \pi^-\pi^+\pi^0 \\ \bar{p}p &\longrightarrow \pi^-\pi^+f \end{aligned}$$

Rappelons que l'on suppose ces "pions libres" distribués selon l'espace de phase de la réaction $\bar{p}p \rightarrow 4\pi$. Par conséquent, la fraction $\delta\phi$ de combinaisons $\pi^+\pi^-$, dont les masses sont à l'intérieur de la classe $\delta m_{\pi\pi}$, peut être déterminée par le programme FOWL (5).

Définissons encore la grandeur $\beta = 1/4$; elle représente la proportion des états finals $K_1^0 \bar{K}_1^0$ dans la réaction $\pi^+ \pi^- \rightarrow K \bar{K}$.

Nous pouvons finalement écrire la section efficace de l'effet au seuil $K_1^0 \bar{K}_1^0$ sous la forme :

$$(IV.d) \quad \sigma_s = \beta \sum_i \sigma_i N_i \sum_k \delta \phi' \frac{\sigma_R}{\sigma_{tot} - \sigma_R}$$

La somme sur k porte sur toutes les classes $\delta m_{\pi\pi}$ définies dans le domaine $0.95 \leq m_{\pi\pi} \leq 1.25$ GeV.

Pour le calcul numérique de σ_s nous utilisons des valeurs connues par ailleurs. De la référence (23), nous tirons les valeurs du déphasage et de l'élasticité pour la diffusion $\pi\pi$. Les sections efficaces σ_i sont déterminées dans les références (24) et (25). Les valeurs calculées pour la somme $\sum \sigma_i N_i$ sont différentes pour les deux publications citées et nous les traiterons séparément. Nous obtenons

$$\sum \sigma_i N_i = 2130 \mu b \quad \text{d'après (25)}$$

$$\sum \sigma_i N_i = 2700 \mu b \quad \text{d'après (24)}$$

Finalement, les valeurs de la section efficace de l'effet au seuil $K_1^0 \bar{K}_1^0$, calculées à l'aide des deux valeurs données pour $\sum \sigma_i N_i$ sont :

$$(IV.e) \quad \sigma_s = 8.4 \mu b \quad (\sigma_i \text{ d'après (25)})$$

$$\sigma_s = 10.7 \mu b \quad (\sigma_i \text{ d'après (24)})$$

L'erreur globale estimée pour ces valeurs atteint ~ 20 %.

Nous verrons au paragraphe (IV.2) que la proportion expérimentale ajustée d'effet au seuil $K_1^0 \bar{K}_1^0$ est de 5.6 ± 0.7 %. La section efficace correspondante vaut (voir annexe A.3) :

$$\sigma_s^{Exp} = 7.8 \pm 1.2 \mu b$$

Nous constatons que l'interprétation phénoménologique proposée prédit de manière satisfaisante l'ampleur de l'effet.

De plus, les événements $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ représentent environ 26 % du canal $\bar{p}p \rightarrow K_1^0(K^0) \pi^+ \pi^-$. L'effet au seuil $K_1^0 K_1^0$ doit donc également apparaître dans ce dernier. Un calcul simple permet de prédire que sa proportion se situe entre 1.9 et 2.5 %, alors que la valeur expérimentale est de 1.5 ± 0.3 %. L'accord est donc également bon, ce qui confirme a posteriori l'absence d'un effet au seuil de production $K\bar{K}$ dans le canal $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$.

IV.2 Détermination des taux de production

L'ajustement des taux de production des résonances et de l'effet au seuil $K_1^0 K_1^0$ est fait à l'aide de la méthode du maximum de vraisemblance, appliquée séparément aux réactions:

$$(III) \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$$

$$(IV) \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$$

Rappelons que l'échantillon (IV) est peuplé par des événements des deux canaux suivants:

$$(IV') \quad \begin{aligned} \bar{p}p &\rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- & (\sim 74\%) \\ \bar{p}p &\rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- & (\sim 26\%) \end{aligned}$$

Le choix des résonances à ajuster est fait sur la base des spectres de masse expérimentaux présentés sur les figures (IV.4 et 5).

Les tableaux (IV.I et II) résument, pour les réactions (III) et (IV), les canaux ajustés ainsi que leurs caractéristiques principales.

Les éléments de matrice utilisés sont construits à partir d'une superposition incohérente des effets résonnants et de l'effet au seuil $K_1^0 K_1^0$.

La paramétrisation du $\phi(770)$ est donnée par une distribution de Breit-Wigner dépendante du spin (19). Elle est définie par la relation (III.a).

La figure (IV.5) nous montre le détail du spectre de masse $K_1^0(K^0)$ dans la région de 1 GeV. Le signal du $\phi(1019)$ apparaît avec une largeur $\Gamma_0 = 5$ MeV, correspondant à notre résolution expérimentale (largeur tabulée $\bar{\Gamma}_\phi = 4.2$ MeV (13)). Nous avons par conséquent

représenté cette résonance par une distribution de Gauss, de la forme:

$$BW_i = e^{-\frac{(M_i - M_0)^2}{\Gamma_0^2/2}}$$

M_i représente la masse de la combinaison de particules concernées, M_0 et Γ_0 sont la masse et la largeur de la résonance.

Des distributions de Breit-Wigner sont utilisées pour paramétriser les résonances autres que le ϕ (1019) et le ρ (770). Elles ont la forme:

$$BW_i = \frac{M_0^2 \Gamma_0^2}{(M_i^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma_0^2}$$

Quant à l'effet au seuil $K_1^0 K_1^0$, une paramétrisation possible de l'élément de matrice, noté $|T'_{fi}|_s^2$, est suggérée par la relation (IV.b). Elle a la forme:

$$|T'_{fi}|_s^2 \sim \frac{1 - \eta_0^2}{q^2}$$

La probabilité de la double transition

$\bar{p}p \rightarrow (2\pi^+ 2\pi^-) \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ est alors donnée par

$$\rho_s \sim |T'_{fi}|_s^2 \Phi' \quad (\Phi': \text{espace de phase } \bar{p}p \rightarrow 4\pi)$$

Or, pour la fonction de vraisemblance de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$, l'élément de matrice global sera multiplié par le facteur d'espace de phase ϕ de cette réaction. Nous pouvons neutraliser l'effet de ce facteur en modifiant $|T'_{fi}|_s^2$ comme suit:

$$|T'_{fi}|_s^2 = |T'_{fi}|_s^2 \frac{\Phi'}{\phi}$$

L'élément de matrice de l'effet au seuil, tel qu'il est introduit dans la fonction de vraisemblance, se présente alors de la manière suivante:

$$|T_{fi}|_s^2 = \frac{1}{N_s} \frac{1-\eta_0^2}{q^2} \frac{\Phi'}{\Phi}$$

N_s est la norme de la distribution $\frac{1-\eta_0^2}{q^2} \frac{\Phi'}{\Phi}$ calculée par rapport à l'espace de phase ϕ .

Nous obtenons finalement l'élément de matrice global:

$$(\overline{V}.f) \quad |T_{fi}|^2 = 1 + \sum_k f_k (|T_{fi}^k|^2 - 1)$$

où f_k représente le taux de production du canal k . Les proportions ajustées sont mentionnées dans la dernière colonne des tableaux (IV.I) et (IV.II).

Les figures (IV.4) et (IV.5) montrent, en plus des histogrammes expérimentaux, les spectres de masse obtenus en générant des événements à l'aide de l'élément de matrice (IV.f).

La qualité de l'ajustement nous est indiquée par les valeurs de χ^2/N , calculées pour chaque spectre de masse (tableau IV.III).

Le spectre de masse $K\bar{K}$ de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ de la figure (IV.4) révèle que la structure au seuil $K_1^0 K_1^0$ n'est que partiellement reproduite par le "fit". En particulier, la décroissance en fonction de la masse $K\bar{K}$ de l'effet ajusté n'est pas assez rapide. Ce défaut peut être expliqué par l'absence dans notre ajustement des canaux suivants, dont le seuil de production est à 1.1 GeV:

$$\begin{aligned} \pi \pi &\rightarrow \eta^0 \eta^0 \\ K \bar{K} &\rightarrow \eta^0 \eta^0 \end{aligned}$$

Le premier canal peut en effet réduire la contribution de la réaction $\pi \pi \rightarrow K\bar{K}$ pour des masses supérieures à

1.1 GeV (relation IV.a). Quant au second, il est à même de concurrencer l'état final $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ au profit de $\eta^0 \eta^0 \pi^+ \pi^-$ pour les masses $K\bar{K}$ de plus de 1.1 GeV.

Tableau IV.I

Réaction (III) $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$			
	Masse M_0 [GeV]	largeur Γ_0 [GeV]	taux de production [%]
$\bar{p}p \rightarrow (K_1^0 K_1^0) \pi^+ \pi^-$ seuil	—	—	5.6 ± 0.7
$\bar{p}p \rightarrow A_2 \pi^+ \pi^-$ └ $K_1^0 K_1^0$	1.31	0.06	6.0 ± 0.6
$\bar{p}p \rightarrow f' \pi^+ \pi^-$ └ $K_1^0 K_1^0$	1.51	0.04	2.6 ± 0.8
$\bar{p}p \rightarrow \rho^0 K_1^0 K_1^0$ └ $\pi^\pm \pi^\pm$	0.795	0.100	13.1 ± 0.2
$\bar{p}p \rightarrow K^{*\pm} K_1^0 \pi^\mp$ └ $K_1^0 \pi^\pm$	0.893	0.040	46.7 ± 0.9
$\bar{p}p \rightarrow K_1^\pm K_1^0 \pi^\mp$ └ $K_1^0 \pi^\pm$	1.42	0.10	7.9 ± 0.5
$\bar{p}p \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp$ └ $K_1^0 K_1^0 \pi^\pm$	1.68	0.14	9.2 ± 0.5
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ espace de phase	—	—	8.9

voir remarques page 16

Tableau IV.II

Réaction (IV) $\bar{p} p \rightarrow \kappa_1^0(K^0) \pi^+ \pi^-$			
	Masse M_0 [GeV]	largeur Γ_0 [GeV]	taux de production [%]
$\bar{p} p \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ $\hookrightarrow K_1^0 K_2^0$	1.019	0.005	4.1 ± 0.7
$\bar{p} p \rightarrow g^0 \pi^+ \pi^-$ $\hookrightarrow K_1^0 K_2^0$	1.68	0.18	4.1 ± 0.7
$\bar{p} p \rightarrow A_2 \pi^+ \pi^-$ $\hookrightarrow K_1^0 K_1^0$	1.29	0.06	1.6 ± 0.5
$\bar{p} p \rightarrow (K_1^0 K_1^0) \pi^+ \pi^-$ seuil	—	—	1.5 ± 0.3
$\bar{p} p \rightarrow f K^0(K^0)$ $\hookrightarrow \pi^+ \pi^-$	1.27	0.17	2.8 ± 1.0
$\bar{p} p \rightarrow \rho^0 K^0(K^0)$ $\hookrightarrow \pi^+ \pi^-$	0.765	0.070	8.3 ± 1.8
$\bar{p} p \rightarrow K^{*\pm} K^0 \pi^\mp$ $\hookrightarrow K^0 \pi^\pm$	0.890	0.045	53.4 ± 0.6
$\bar{p} p \rightarrow K_N^\pm K^0 \pi^\mp$ $\hookrightarrow K^0 \pi^\pm$	1.42	0.10	5.2 ± 0.8
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0(K^0) \pi^+ \pi^-$ espace de phase	—	—	19.0

voir remarques page 16

Tableau IV.III

χ^2/N des ajustements

Combinaison	R é a c t i o n $\bar{p}p \rightarrow$	
	$K_L^0 K_L^0 \pi^+ \pi^-$	$K_L^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$
$K^0 \bar{K}^0$	29.7 / 29*	45.9 / 52
$K^0 \pi^\pm$	46.8 / 47	74.2 / 49
$\pi^+ \pi^-$	76.2 / 53	52.5 / 54
$K^0 \bar{K}^0 \pi^\pm$	38.3 / 54	53.5 / 52
$K^0 \pi^+ \pi^-$	69.0 / 49	75.7 / 52

* χ^2/N calculé pour $M_{K\bar{K}} < 1.575$ GeV

N = nombre de classes

Taux de production en fonction de l'énergie

Pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ nous avons également ajusté les taux de production séparément pour chaque bande d'impulsion incidente. L'élément de matrice utilisé est donné par la relation (IV.f). Les normes des différentes distributions ont été déterminées pour chaque ajustement.

Les taux de production obtenus pour les différentes résonances indiquées dans le tableau (IV.II) ne varient pas de manière significative. Une exception pourtant: la contribution du $g(1680)$ passe de 10 % à 2 % lorsque l'impulsion incidente croît de 1.50 à 2.06 GeV/c.

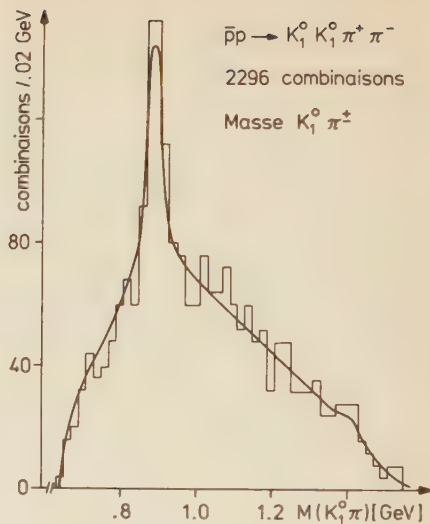
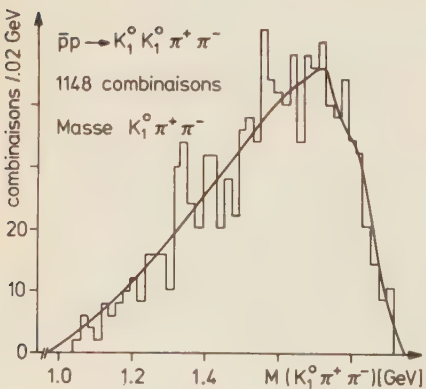
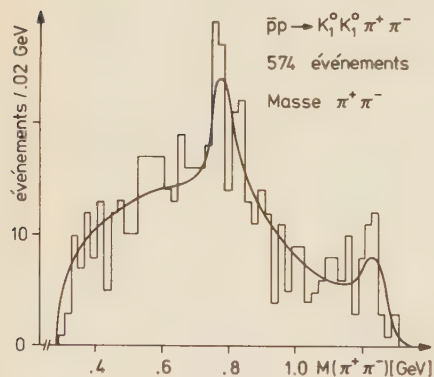
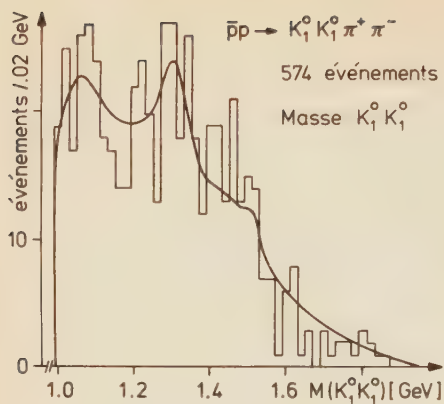
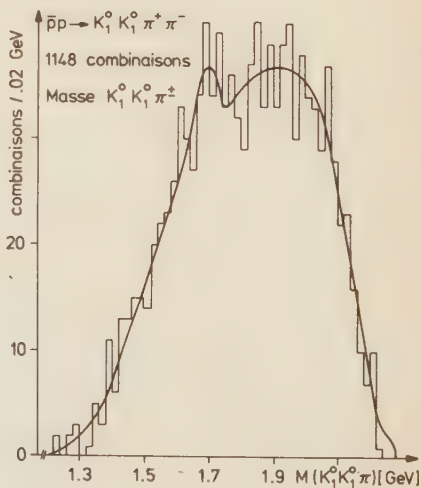


fig. IV.4



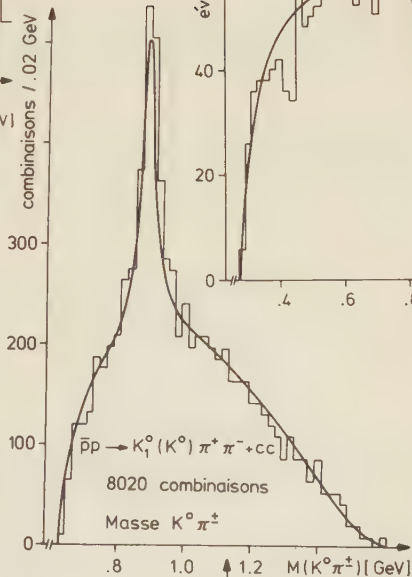
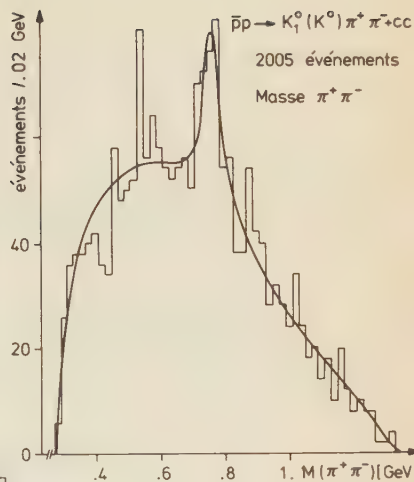
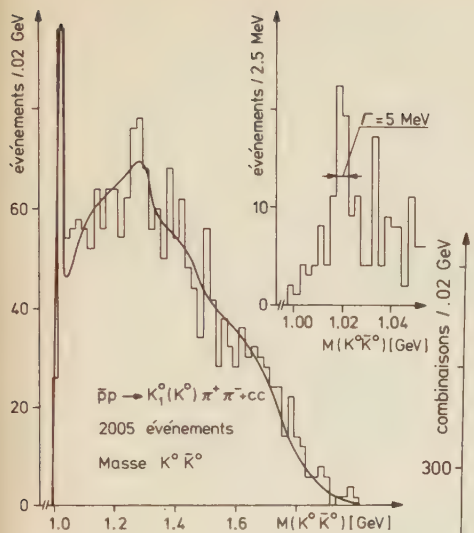
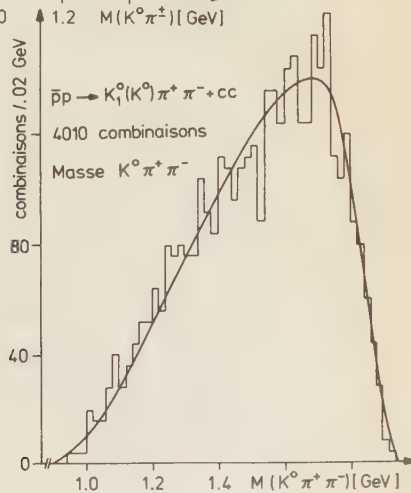
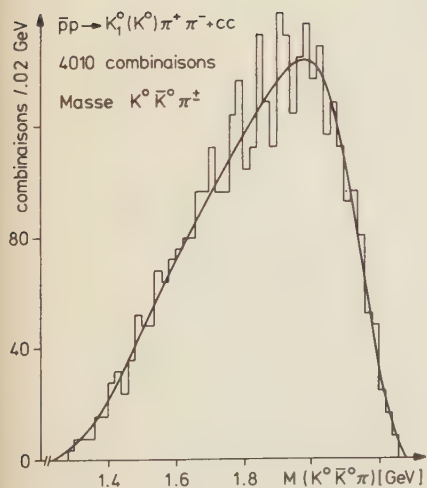


fig. IV.5



A N N E X E A

SECTIONS EFFICACES DES REACTIONS ETUDIEES

Sur la base du dépouillement de quelque 105'000 clichés de chambre à bulles, nous nous proposons de déterminer les sections efficaces pour les réactions suivantes:

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^- \pi^+ + cc \quad (I)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^- \pi^+ \pi^0 + cc \quad (II)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \quad (III)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^- \quad (IV)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K_2^0) \pi^+ \pi^- \quad (IVa)$$

Le symbole (K^0) représente un kaon neutre dont la désintégration n'est pas observée dans la chambre à bulles.

La recherche, la mesure et l'analyse cinématique des événements ont été réalisées au sein des groupes de physique des hautes énergies de Neuchâtel et de Lausanne.

L'expérience et les résultats préliminaires ont été exposés dans la thèse de Mme S. Vallet (1). Notre but, dans cette annexe, est de présenter les valeurs des sections efficaces obtenues en affinant certaines corrections apportées aux résultats bruts et en assurant une meilleure séparation des diverses réactions par une mesure précise d'ionisation.

Afin de faciliter la tâche du lecteur, nous rappelons quelques critères essentiels utilisés pour le dépouillement des films et le traitement des événements.

Tous les événements finalement attribués à l'une des réactions (I) à (IV) proviennent d'un double "scanning" et ils ont les caractéristiques suivantes (1):

- 1) L'antiproton incident passe la ligne de flux.
- 2) Le vertex primaire se trouve dans un volume ZE donné.
- 3) De ce vertex proviennent un ou deux V^0 , le V^0 signant la désintégration d'un Kaon neutre en $\pi^+\pi^-$. Son sommet se situe à l'intérieur d'un volume ZV donné.
- 4) Chaque événement est mesuré, plusieurs fois si nécessaire, sur un appareil à centrage automatique, type ENETRA, dont les résultats sont exploités par la chaîne de programmes de reconstruction THRESH-GRIND (5).
- 5) Les réactions (I) à (IV) constituent une partie des hypothèses de reconstruction cinématique. L'attribution définitive d'un événement à l'un de ces canaux est obtenue par une mesure d'ionisation (voir A.2). Une seule hypothèse est retenue pour chaque événement.
- 6) Tous les événements pour lesquels une des réactions (I) à (IV) a été retenue sont rassemblés sur une bande magnétique (DST), avec toutes les caractéristiques utiles pour l'analyse, par le programme SLICE (5).

A.2 MESURE DE L'IONISATION ET SÉLECTION DES HYPOTHESES

Le programme GRIND effectue une reconstruction de chaque événement mesuré en lui assignant successivement toutes les hypothèses proposées. Pour chaque reconstruction il fournit plusieurs critères de qualité du "fit", tels que la masse manquante, le χ^2 , etc. Ces critères ne suffisent pas, en général, pour assigner une seule hypothèse à un événement donné. Mais GRIND calcule, pour chaque trace, l'ionisation que créerait un π , un K ou un p ($\bar{p}$) de même impulsion. Par comparaison à l'ionisation réelle, observée dans la chambre à bulles, il devient possible de sélectionner une hypothèse unique. Par cette méthode on peut en effet différencier un π d'un K, lorsque l'impulsion en jeu est inférieure à 700 MeV/c.

La détermination de la densité linéaire de bulles, qui correspond à une mesure d'ionisation, peut être faite sur une table de projection normale; la précision obtenue est suffisante pour des événements à quatre contraintes cinématiques (réactions (I) et (III)). Par contre, la précision est souvent insuffisante pour les événements à une contrainte, soit pour

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0 \quad (\text{II})$$

$$\text{et} \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 \pi^\pm \pi^\mp (\kappa^0) \quad (\text{IV})$$

Afin d'améliorer sensiblement la précision de cette mesure, nous avons imaginé un procédé qui minimise deux sources d'erreurs importantes, à savoir:

- 1) la diminution de la sensibilité de l'oeil par éblouissement
- 2) la superposition partielle de certaines bulles qui rend illusoire un comptage précis.

La méthode consiste à prendre une photo surexposée de l'événement agrandi, sur un papier à fort contraste. Les bulles se présentent alors en blanc sur fond noir et leur diamètre apparent est réduit par la surexposition.

Nous avons appliqué ce procédé à deux reprises aux événements de la topologie "2 branches $1V^0$ " pour lesquels une reconstruction cinématique au moins a réussi (fit GRIND positif).

Parmi 1905 événements, nous avons pu sélectionner

1574 événements assignés à une des réactions (I) à (IV),
 5 événements "ambigus" qui sont éliminés,
 326 événements incompatibles avec le fit GRIND,
 également éliminés.

Le tableau A.I résume le nombre d'événements obtenus pour chaque réaction et pour les huit impulsions nominales du faisceau d'antiprotons.

Tableau A.I

Nombre d'événements par réaction et par impulsion de l'antiproton incident.

Impulsion nominale [GeV/c]	1.50	1.56	1.68	1.75	1.80	1.86	1.93	2.04
Réaction $\bar{p}p \rightarrow$								
$K_1^0 K^\pm \pi^\mp$	27	56	31	30	42	28	29	19
$K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$	50	99	97	115	128	96	78	82
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	11	26	23	11	30	16	28	23
$K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$	35	83	60	77	58	69	70	58

A.3 SECTIONS EFFICACES

La section efficace σ_R est une mesure du taux de production d'une réaction R donnée. Une partie seulement des événements sont détectés dans la chambre à bulles; les résultats bruts qui précèdent doivent donc être pondérés par une fonction de l'efficacité de détection. Trois types de corrections sont introduits.

- a) L'efficacité de scanning, définie lors du dépouillement par (1):

$$E_{sc} = \frac{\text{Nombre d'événements retenus}}{\text{Nombre d'événements réels'}}$$

Pour les deux topologies qui nous intéressent nous avons:

$$E_{sc} = 98 \%, \text{ pour les événements "2 branches, } 1V^0\text{"}$$
$$E_{sc} = 99 \%, \text{ pour les événements "2 branches, } 2V^0\text{"}$$

- b) Le facteur de correction des V^0 , dont le but est de compenser les événements dont le K_1^0 s'est désintégré hors du volume de détection. C'est le cas lorsque:

- i) Le V^0 est hors du volume ZV (voir A.1)
- ii) La projection du V^0 est à plus de 15 cm du vertex de l'étoile primaire.
- iii) La projection du V^0 est à moins de 2 mm du vertex de l'étoile primaire. Les projections se rapportent à la vue 2.

On attribue à chaque V^0 retenu un poids W, égal à l'inverse de sa probabilité de désintégration à l'intérieur du volume de détection du V^0 .

Le lecteur trouvera plus de détails dans (1), d'où nous tirons la relation:

$$W = \frac{1}{e^{-\frac{L_1 m}{p c \tau}} - e^{-\frac{L_2 m}{p c \tau}}}$$

L_1 : la longueur réelle parcourue par le K^0 avant de pénétrer dans le volume de détection du V^0 .

L_2 : la longueur réelle de la ligne de vol du K^0 , du vertex de l'étoile primaire à la limite extérieure du volume de détection.

p et m représentent l'impulsion et la masse du K_1^0 pour lequel la valeur de $c\tau$ est 2.66 cm (13).

Le poids moyen obtenu pour nos V^0 est:

$$W = 1.14$$

La valeur de W peut être très grande; dans notre échantillon, elle ne dépasse pas 3.

c) Le taux de désintégration du K_1^0 en $\pi^+\pi^-$, défini par

$$\alpha = \frac{\text{Nombre de désintégrations } K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}{\text{Nombre total de } K_1^0} = 0.688 \quad (13)$$

La section efficace d'une réaction R donnée est obtenue en comparant le nombre réel d'événements du type R au nombre total d'interactions antiproton-proton. Elle s'écrit, en fonction de la section efficace totale:

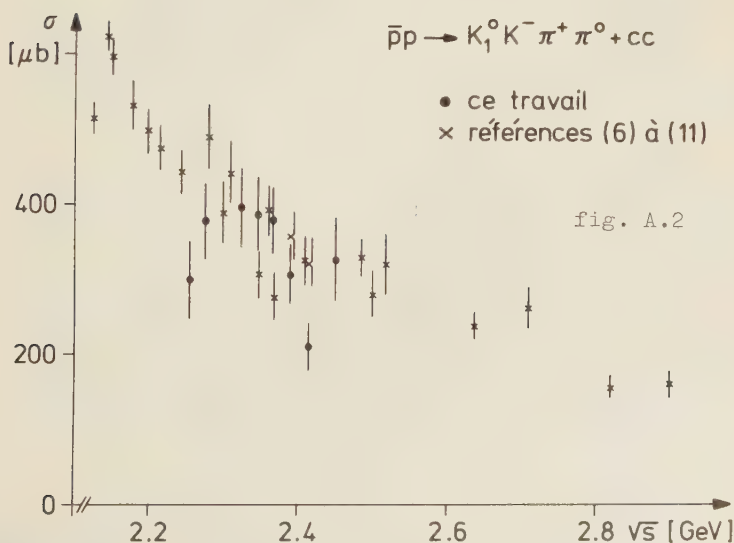
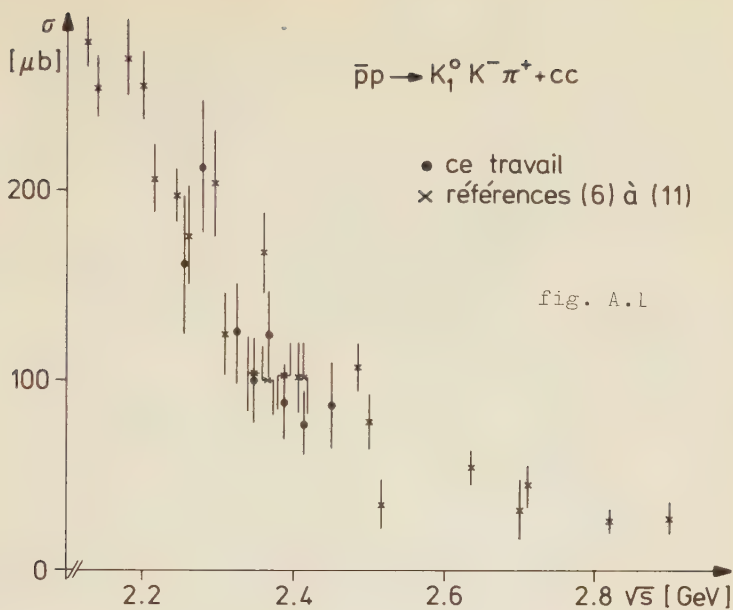
$$\sigma_R = N_R \frac{\sigma_{tot}}{N_{tot}} = N_R \cdot C$$

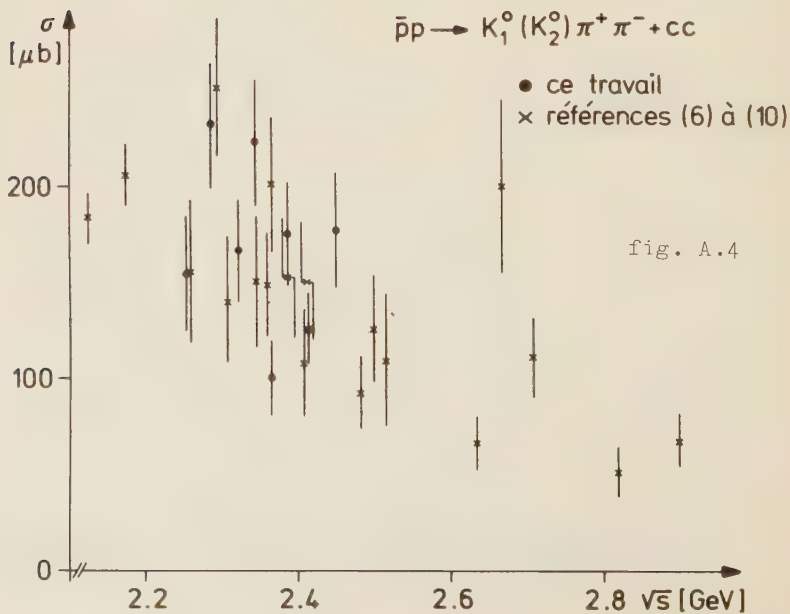
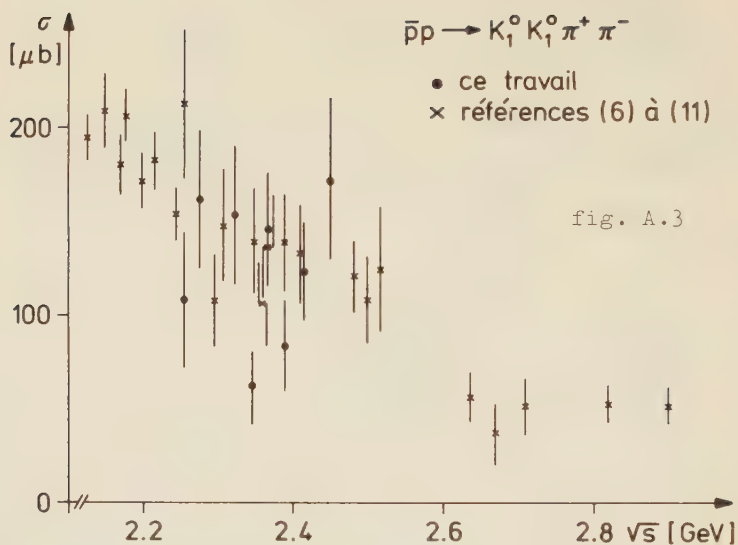
La grandeur $C = \sigma_{tot}/N_{tot}$ est appelée la calibration et son inverse est une mesure de la sensibilité de l'expérience. La valeur de C calculée dans (1) pour chacune de nos impulsions, est reproduite dans le tableau A.II. Dans ce tableau, nous présentons également les résultats obtenus pour les sections efficaces des réactions (I) à (IV).

Tableau A.II

Impulsion nominale [GeV/c]	Calibration [événements/ μb] ⁻¹	Sections efficaces [μb]			
		$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^- \pi^+ + cc$	$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^- \pi^+ \pi^0 + cc$	$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	$\bar{p}p \rightarrow K_1^0(K_2^0) \pi^+ \pi^-$
1.50	3.52 [±] .11	161 [±] 36	298 [±] 51	107 [±] 36	153 [±] 31
1.56	2.24 [±] .07	212 [±] 35	375 [±] 50	161 [±] 37	231 [±] 33
1.68	2.40 [±] .08	126 [±] 27	394 [±] 53	153 [±] 37	166 [±] 27
1.75	1.98 [±] .07	100 [±] 22	385 [±] 50	60 [±] 20	224 [±] 33
1.80	1.74 [±] .05	124 [±] 23	377 [±] 44	145 [±] 31	99 [±] 19
1.86	1.87 [±] .06	89 [±] 20	304 [±] 41	83 [±] 24	174 [±] 27
1.93	1.58 [±] .05	78 [±] 17	208 [±] 31	123 [±] 27	125 [±] 19
2.04	2.69 [±] .10	86 [±] 23	373 [±] 55	172 [±] 42	177 [±] 30

Les figures A.1 à A.4 montrent ces sections efficaces en fonction de l'énergie totale du système $\bar{p}p$. Nous comparons nos résultats à ceux obtenus par d'autres





groupes, à des énergies voisines (6) - (11) . En général, l'accord est bon. Seules les valeurs obtenues pour $\sqrt{s} = 2.255$ GeV sont systématiquement inférieures à la moyenne. La calibration est le seul facteur important, commun à toutes les sections efficaces. Dans le but de vérifier sa valeur, nous avons déterminé cette même grandeur pour les films de la série B, attribués au groupe de l'Université de Glasgow. Remarquons que les séries A,B,C,D d'un film forment une bobine unique lors de l'irradiation.

Pour un même nombre d'antiprotons incidents, la calibration de la série B est (12)

$$C_B = 0.29^{+0.01} \text{ événements}/\mu b$$

ce qui corrobore la valeur

$$C_A = 0.28^{+0.01} \text{ événements}/\mu b$$

utilisée pour la série A.

Signalons encore qu'aucune structure résonnante n'apparaît dans les sections efficaces de ces canaux. En particulier l'hypothétique méson $U(2360)$, signalé dans des expériences $\bar{p}p$ et π^-p dès 1966, ne produit pas de signal visible. Plusieurs références relatives à ce problème sont proposées dans (1).

Le comportement des sections efficaces pour une énergie croissante est caractérisé par une décroissance monotone. La diminution est plus marquée pour la réaction à trois corps dans l'état final que pour celles à quatre corps. La raison première en est que, l'énergie disponible devenant plus grande, d'autres canaux entrent en compétition au détriment des réactions étudiées.

REFERENCES

- (1) S. Vallet
Thèse, Université de Neuchâtel (1972)
- (2) V. Vuillemin
Thèse, Université de Lausanne (à paraître)
- (3) S.D. Protopopescu et al.
Phys. Rev. D 7, 1279, (1973)
- (4) M. Aguilar-Benitez et al.
(voir référence (20) p. 9)
- (5) CERN TC Program Library
- (6) CERN / HERA 73 - 1
- (7) J.W. Chapman et al.
Nucl. phys. B 42, 1, (1972)
- (8) B.Y. Oh et al.
Nucl. phys. B 51, 57, (1973)
- (9) A.M. Adamson
Thèse, Université de Paris (1967)
- (10) B. Makowski
Thèse, Université de Paris (1972)
- (11) J.E. Galletly
Thèse, Université de Liverpool (1971)
- (12) B. Jayet
Thèse, Université de Lausanne (à paraître)
- (13) Review of particle properties, Particle Data Group
Phys. Let. 50 B, 1, (1974)
- (14) Symposium on nucleon-antinucleon annihilations
Chexbres 1972.
Proceedings, CERN 72 - 10

- (15) S. Brandt
Statistical and Computational Methods
in Data Analysis.
North-Holland Ed. (1970)
- (16) M.G. Doncel et al.
Nucl. phys. B 38, 477, (1972)
- (17) J. Bouchez et al.
Nucl. phys. B 45, 205, (1972)
- (18) A. Derem
Invariance relativiste (cours de cinématique I)
CICP, Genève (1974)
- (19) J.D. Jackson
Nuovo Cim. 34, 1644, (1964)
- (20) Symposium on nucleon-antinucleon annihilations
Liblice-Prague 1974
Proceedings, CERN 74 - 18
- (21) N. Kwak et al.
Phys. Rev. D 5, 1059, (1972)
- (22) L.R. Price et al.
Nucl. phys. B 85, 326, (1975)
- (23) B. Hyams et al.
Nucl. phys. B 64, 134, (1973)
- (24) J. Davidson et al.
Phys. Rev. D 9, 77, (1974)
- (25) Z. Ming Ma et al.
Nucl. phys. B 51, 77, (1973)
- (26) B.G. Lörstad
Thèse, Université de Paris (1969)

R E M E R C I E M E N T S

Ce travail a été effectué à l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel, au sein du groupe de physique corpusculaire. J'ai travaillé sous la direction du Professeur E. Jeannet, auquel j'adresse ma vive reconnaissance pour l'accueil qu'il m'a réservé et pour l'intérêt qu'il a porté à cette étude.

Mon collègue de bureau, M. J.-B. Jeanneret, n'a pas ménagé sa peine pour l'élaboration de ce travail auquel il a activement participé. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Je tiens à remercier très vivement MM. M. Bogdanski et D. Perrin de leur amicale et fructueuse collaboration.

Les résultats publiés dans cette thèse sont dus à un travail d'équipe qui dépasse largement le cadre du groupe. Je rends hommage à la bienveillance et à la compétence de tous ceux qui ont contribué à cette étude.

A MM. Ph. Rosselet et V. Vuillemin, ainsi qu'à tous les autres membres du groupe du Professeur M. Gailloud à Lausanne. Leur aide m'a été précieuse.

A toutes les personnes qui, dans les laboratoires de Liverpool, Glasgow, Paris, Lausanne et Neuchâtel, ont participé au dépouillement et à l'analyse des quelque 400 000 clichés de chambre à bulles et spécialement à Mme S. Vallet qui a assuré la direction de cette partie du travail à Neuchâtel et à Lausanne.

A nos observatrices qui ont compté avec minutie quelque deux millions de bulles lors des mesures d'ionisation.

Aux membres du Centre de calcul de l'EPF - Lausanne qui m'ont toujours bien reçu.

A Mme B. Schwertfeger qui a assuré la dactylographie du manuscrit de ce travail.

Enfin, à tout le personnel de l'Institut et en particulier à son directeur, le Professeur J. Rossel, qui m'ont toujours témoigné leur amitié.

A tous, j'exprime ma gratitude.

Ce travail a bénéficié de l'appui financier du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Neuchâtel, avril 1975

C U R R I C U L U M V I T A E

Nom, prénom: Brenzikofer René

Date et lieu

de naissance: 17 mars 1945 à Oberhünigen (BE)

Lieu d'origine: Niederhünigen (BE)

Classes primaires et secondaires à
Oberhünigen (BE), Marin (NE) et Neuchâtel

1961 - 1966 Etudes à l'Ecole technique supérieure,
à Neuchâtel

1964 Obtention du certificat fédéral de capacité
de mécanicien-électricien

1965 Stage d'été dans l'industrie hydro-électrique
finlandaise (Imatran Voima OY à Imatra)

1966 Obtention du diplôme d'ingénieur technicien
ETS en électrotechnique

1966 - 1971 Etudes de physique à l'Institut de Physique
de l'Université de Neuchâtel

1967 - 1970 Enseignement à temps partiel à l'Ecole
technique supérieure, à Neuchâtel

1971 Obtention du diplôme de physicien

Dès 1971 Assistant de recherche à l'Institut de
Physique de l'Université de Neuchâtel, groupe
de physique corpusculaire (Prof. E. Jeannet).
A mi-temps, collaborateur scientifique à la
Commission fédérale pour la surveillance de
la radioactivité (Prof. J. Rossel)

Etat civil: Marié, père de deux enfants

Neuchâtel, juin 1975

